



HAL
open science

Etude du contrôle optique de composants hyperfréquences en technologie guide d'onde coplanaire

René Gary

► **To cite this version:**

René Gary. Etude du contrôle optique de composants hyperfréquences en technologie guide d'onde coplanaire. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2006. Français. NNT : . tel-00536087

HAL Id: tel-00536087

<https://theses.hal.science/tel-00536087>

Submitted on 15 Nov 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Remerciements

Les travaux de recherche présentés dans ce manuscrit ont été effectués à l'Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique (IMEP) de Grenoble. Je tiens à en remercier le directeur, Mr Balestra, pour m'y avoir accueilli.

Dans un premier temps, je tiens à remercier les membres de mon jury :

- Monsieur Pierre Lecoy, Professeur à l'Ecole Centrale Paris qui m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse.
- Messieurs André Vander Vorst, Professeur émérite de l'université de Louvain, et Didier De Coster, Professeur de l'Université de Lille I pour avoir accepté d'être rapporteur sur ce sujet.
- Monsieur Jean-Daniel Arnould, Maître de conférence à l'ENSERG/IMEP, et Madame Anne Vilcot, Professeur à l'ENSERG/IMEP pour avoir co-encadré mes travaux pendant ces trois années.

Je tiens à remercier plus particulièrement Anne pour sa patience devant mon organisation, son aide pour tout ce qui concerne les affaires administratives et sa grande compétence scientifique qui m'ont souvent permis de passer outre les difficultés.

Je tiens à exprimer à Jean-Daniel ma plus profonde reconnaissance et toute ma gratitude pour l'encadrement qu'il m'a apporté durant cette thèse et auparavant durant mon stage de DEA. Sa présence lors de tous les moments difficiles, son expérience scientifique diversifiée et ces qualités humaines ont été, pour moi et pour ces travaux de recherches, des moteurs et des motivations importantes. Un grand merci à lui.

Merci également à tout ceux qui ont œuvré dans l'ombre pour que ces travaux se déroulent de la meilleure des façons :

- Valérie, Dalhila, Chahla, Brigitte pour leur aide administrative et informatique
- Francis, Anne et Béatrice, pour leur direction de laboratoire et de groupe

Enfin je tiens à remercier tout les membres et tout les doctorants du laboratoire pour leur sympathique présence et notamment Philippe, Franck, Adam, Maxime, Davide, Christophe, Bruno, Khalil, Jérôme, Manu et Louis.

Pour finir je remercie ma famille qui m'a permis de poursuivre mes ambitions et principalement je voudrais apporter toute ma reconnaissance à ma femme, Marjorie, qui m'a toujours soutenu, souvent encouragé et parfois porté et qui m'a donné un magnifique enfant.

« La théorie, c'est lorsqu'on sait tout et que rien ne fonctionne.
La pratique, c'est lorsque tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi. »

« Le plus important pour un homme de science n'est pas ses diplômes, ni le nombre de ses
années d'étude, ni même son expérience, mais tout simplement son intuition. »

A. Einstein (1879-1955)

Tables des matières

TABLES DES MATIERES	7
TABLES DES FIGURES	10
INTRODUCTION GENERALE	13
CHAPITRE I INTRODUCTION ET ETAT DE L'ART.....	17
1 Contrôle optique de circuits et de composants microondes	19
1.1 Principe physique.....	19
1.2 Différents types de contrôle optique	19
1.3 Avantages et motivation pour le contrôle optique.....	22
1.4 Applications possibles du contrôle optique.....	23
2 Etat de l'art du contrôle optique	24
2.1 Contrôle optique de composants actifs.....	24
2.2 Composants passifs contrôlés optiquement.....	25
2.3 Recherche à l'IMEP	29
2.3.1 Jihad Haïdar	29
2.3.2 Stéphanie Chouteau.....	30
2.3.3 Bertrand Boyer.....	30
2.3.4 Paul Ahouassa	31
2.3.5 Jean-Daniel Arnould	31
2.3.6 Mohamed El Khaldi	32
2.4 Université de New Delhi.....	33
3 Conclusion.....	34
CHAPITRE II MODELISATION DE LA CHARGE PHOTO-INDUITE.....	37
1 Phénomènes physiques.....	39
1.1 Interaction optique-semiconducteur.....	40
1.1.1 Flux de photons.....	41
1.1.2 Processus de génération	42
1.1.3 Processus de recombinaison.....	43
1.1.4 Processus de conduction et déplacement.....	44
1.1.5 Principe d'évolution des concentrations de porteurs.....	47
1.1.6 Introduction de l'équation ambipolaire	48
2 Calcul numérique de la concentration de porteurs	51

2.1	Présentation du logiciel.....	51
2.2	Résultats de Silvaco	51
2.3	Explication de la forme sphérique.....	55
3	Modélisation sous CST.....	57
3.1	Présentation du logiciel.....	57
3.2	Modélisation électromagnétique de la charge photo-induite.....	57
3.3	Résultat numérique	60
4	Conclusion.....	64

CHAPITRE III MODELISATION SEMI-ANALYTIQUE DE LA DENSITE DE PORTEURS 65

1	Mise en équation en 3D.....	67
1.1	Equation ambipolaire tridimensionnelle	67
1.2	Conditions aux limites	70
2	Résolution unidimensionnelle.....	71
2.1	Résolution suivant la profondeur z	71
2.1.1	Solution particulière.....	71
2.1.2	Solution générale.....	72
2.2	Résolution radiale	73
2.2.1	Normalisation.....	73
2.2.2	Présentation rapide des méthodes.....	74
2.2.3	Résolution radiale avec fonctions de Green	75
2.2.4	Résolution radiale utilisant la transformation de Hankel	77
3	Résolution tridimensionnelle.....	80
3.1	Résolution 3D utilisant la transformation de Hankel	80
3.1.1	Passage dans l'espace de Hankel.....	81
3.1.2	Résolution dans l'espace de Hankel.....	82
3.1.3	Transformée de Hankel inverse.....	83
3.2	Résolution 3D avec conditions aux limites variables.....	85
4	Comparaison résultats semi-analytique et numérique.....	87
5	Conclusion.....	89

CHAPITRE IV ETUDE DE SENSIBILITE ET MESURES PRATIQUES 91

1	Etude de sensibilité.....	93
1.2	Paramètres optiques	93
1.2.1	Waist du faisceau	93
1.2.2	Puissance et intensité optiques	95
1.2.3	Longueur d'onde	97

1.3	Paramètres physiques du semiconducteur	99
1.3.1	Taux de recombinaison en surface	99
1.3.2	Durée de vie ambipolaire	100
1.4	Résumé de la sensibilité des paramètres	102
2	Mesures pratiques	103
2.1	Présentation des mesures	106
2.2	Résultats pratiques avec éclairage	108
2.2.1	Mesure d'une ligne à stub	109
2.2.2	Mesure d'une ligne à transmission contrôlée	111
2.2.3	Mesure d'une ligne ouverte	112
2.2.4	Mesure de lignes à gap	114
3	Conclusion	117

CHAPITRE V RESULTATS DE SIMULATION ET COMPARAISON AVEC LA PRATIQUE 119

1	Résultats numériques de simulation électromagnétique	121
1.1	Sous CST	121
1.1.1	Ligne à transmission contrôlée	122
1.1.2	Ligne à stub	124
1.1.3	Capacité interdigitée	125
1.2	Perspectives sous ADS	126
2	Comparaison pratique/simulation	130
2.1	Capacité interdigitée	131
2.2	Ligne à transmission contrôlée	133
2.3	Ligne à stub	134
3	Conclusion et Perspectives	136

CONCLUSION GENERALE..... 137

BIBLIOGRAPHIE 141

PUBLICATION DE L'AUTEUR SUR LE SUJET 153

Tables des figures

Chapitre I

I.1 :	Classification des différents types de contrôle optique	20
I.2.a :	Description du contrôle direct du semiconducteur volumique	21
I.2.b :	Description du contrôle optique direct de la jonction d'un composant actif	21
I.3 :	Description du contrôle indirect utilisant des détecteurs photovoltaïques	21
I.4 :	Premier photocommutateur en technologie microruban	25
I.5 :	Description du filtrage par éclairage périodique d'une ligne coplanaire	28
I.6 :	Présentation de la capacité formée par l'injection optique et son modèle circuit équivalent	33

Chapitre II

II.1 :	Absorption directe d'un photon par un semiconducteur à gap indirect	40
II.2 :	Explication graphique des phénomènes physiques mis en jeu lors de l'éclairage	41
II.3 :	Coefficients d'absorption en fonction de la longueur d'onde d'éclairage	42
II.4 :	Recombinaisons indirectes et non-radiatives dans le silicium	43
II.5 :	Module de la partie réelle de la permittivité plasma et conductivité plasma en fonction de la concentration de porteurs dans le semiconducteur	47
II.6 :	Concentration de porteurs dans le cas d'un contact Schottky	53
II.7 :	Concentration de porteurs dans le cas d'un contact ohmique	54
II.8 :	Concentrations de porteurs libres suivant les directions de la profondeur et radiale	55
II.9 :	Représentation tridimensionnelle de la charge photo-induite sous CST	59
II.10 :	Représentation bidimensionnelle du modèle de la charge photo-induite	59
II.11 :	Caractéristiques physiques et géométriques de la ligne à stub	60
II.12 :	Résultats de simulation d'une ligne à stub sous CST suivant différentes conductivités	61
II.13 :	Mesures d'une ligne à stub éclairée en bout de stub suivant différentes puissances d'éclairage	62
II.14 :	Comparaison simulation et mesure pour $P_{opt}=0mW$ et $30mW$ dans le cas d'une ligne à stub	63

Chapitre III

III.1 :	Densité de porteurs libres en profondeur obtenus par une résolution unidirectionnelle.	72
III.2 :	Densité de porteurs libres dans la direction radiale obtenue à l'aide de la méthode des fonctions de Green	77
III.3 :	Densité de porteurs libres dans la direction radiale obtenue grâce à la transformée de Hankel.	79
III.4 :	Solution tridimensionnelle de l'équation ambipolaire donnant la densité de porteurs photo-induits dans le substrat.	84
III.5 :	Comparaison des concentrations de porteurs dans l'axe de la profondeur, obtenus sous Silvaco et Matlab	88
III.6 :	Comparaison des concentrations de porteurs dans la direction radiale, obtenus sous Silvaco et Matlab	88

Chapitre IV

IV.1 :	Etude de l'influence du waist du faisceau lumineux incident à puissance constante sur la concentration de porteurs	94
IV.2 :	Etude de l'influence du waist du faisceau lumineux incident pour une intensité lumineuse constante sur la concentration de porteurs	95

IV.3 :	Evolution de la concentration de porteurs photo-générés en fonction de la puissance lumineuse injectée selon l'axe de la profondeur	96
IV.4 :	Coefficient d'absorption et longueur de pénétration de différents semiconducteurs courants en fonction de la longueur d'onde incidente	99
IV.5 :	Influence de la longueur d'onde du faisceau optique sur la concentration de porteurs dans le silicium dans la direction de la profondeur	100
IV.6 :	Concentrations de porteurs excédentaires en profondeur suivant la vitesse de recombinaison de porteurs	100
IV.7 :	Influence de la durée de vie ambipolaire sur la densité de porteurs photo-induits dans la direction de la profondeur	101
IV.8 :	Masque de photolithographie de nos dispositifs en technologie coplanaire	105
IV.9 :	Photographie du banc de test opto-microonde permettant l'analyse du contrôle optique de composants hyperfréquences en technologie coplanaire	107
IV.10 :	Réponse fréquentielle d'une ligne à stub sous différentes puissances d'éclairage	109
IV.11 :	Comparaison de mesure de ligne à stub avec et sans présence de bounding pour rétablir la symétrie du plan de masse	110
IV.12 :	Caractéristiques géométriques de la ligne à transmission contrôlée et zone d'éclairage	111
IV.13 :	Réponse fréquentielle d'une ligne de transmission avec perte photo-induite	112
IV.14 :	Caractéristiques géométriques de la ligne ouverte et emplacement de l'éclairage	112
IV.15 :	Coefficient de réflexion d'une ligne ouverte éclairée en son extrémité suivant différentes puissances optiques	113
IV.16 :	Description des caractéristiques physiques des capacités interdigitées	114
IV.17 :	Mesure des coefficients de réflexion S_{11} et de transmission S_{21} d'une ligne interrompue par une capacité interdigitée suivant la puissance de l'éclairage appliqué	115
IV.18 :	Mesure des coefficients de réflexion S_{11} et de transmission S_{21} d'une ligne interrompue par un gap en fonction de la puissance de l'éclairage appliqué	116

Chapitre V

V.1 :	Présentation de la simulation sous CST de la ligne à transmission contrôlée optiquement	122
V.2 :	Résultats de la simulation sous CST d'une ligne à transmission contrôlée optiquement utilisant le modèle électromagnétique de la charge photo-induite	123
V.3 :	Résultats de simulation électromagnétique d'une ligne à stub contrôlé optiquement	124
V.4 :	Présentation de la simulation de la ligne à capacité interdigitée et de la charge photo-induite sous CST	125
V.5 :	Simulation sous CST des coefficients de réflexion et de transmission d'une ligne à capacité interdigitée en technologie coplanaire contrôlée optiquement	126
V.6 :	Simulation ADS d'une ligne à pertes contrôlée optiquement	127
V.7 :	Résultats de simulation sous ADS d'une ligne à pertes et comparaison avec la pratique	129
V.8 :	Comparaison pratique/simulation du coefficient de réflexion S_{11} d'une ligne à capacité interdigitée	132
V.9 :	Mesures et simulations du coefficient de transmission d'une ligne coupée par une capacité interdigitée	132
V.10 :	Coefficient de transmission d'une ligne à pertes simulé et mesuré	133
V.11 :	Quatre comparaisons entre simulation et mesure dans le cas d'une ligne à stub	135

Introduction générale

Né de la fusion de l'optoélectronique et des microondes en plein essor, l'optomicroonde devient rapidement une discipline de grand intérêt et fait son apparition à l'Institut de Microélectronique Electromagnétisme et Photonique (IMEP), anciennement Laboratoire d'Electromagnétisme, Microondes et Optoélectronique (LEMO), en 1989. Depuis nombreux sont les doctorants et chercheurs ayant travaillé sur ce sujet dans notre laboratoire. Le travail de recherche qui va vous être présenté s'inscrit donc dans la continuité des travaux de J. Haïdar, S. Chouteau, B. Boyer, P. Ahouassa, J.D. Arnould et M. Elkhaldi.

Depuis une trentaine d'année, l'optomicroonde se divise en deux grands axes de recherche. D'un coté, l'optomicroonde concerne la modulation microonde de la lumière pour utilisation dans le domaine des communications optiques. Ces recherches se focalisent donc principalement sur le développement des performances des diodes lasers, photo détecteurs, et modulateurs optiques. C'est à partir de ces études que nous trouvons de nos jours des systèmes de communication sur fibre optique présentant une largeur de bande de plus en plus grande.

D'un autre coté, l'optomicroonde regroupe tout ce que l'on appelle le contrôle optique de composants hyperfréquences. Le phénomène utilisé dans cet axe de recherche est l'injection de porteurs libres dans le substrat dans le but de créer un plasma et donc d'intervenir sur la réponse du système complet. Il existe trois principales méthodes d'injection de porteurs : l'ionisation par impact, l'injection par contact et l'injection optique. Dans les années 70, seules les deux premières méthodes étaient viables mais en raison de l'augmentation de la puissance des diodes lasers, l'injection optique devient rapidement la principale méthode utilisée pour la création du plasma. En effet les avantages de l'injection optique sont nombreux :

- isolation quasi-parfaite entre les systèmes contrôlant et contrôlé
- un temps de réponse très rapide
- pas de besoin de circuits électroniques supplémentaires introduisant du bruit
- compatibilité électromagnétique (CEM) élevée
- possibilités d'utilisation pour les hautes puissances
- et intégration possible de la commande optique.

Jusqu'ici nous n'avons pas parlé du type de composants hyperfréquences contrôlables, ces derniers pouvant aussi bien être actifs que passifs. Dans le cas de composants actifs, l'objectif est souvent l'éclairement de la zone active d'un transistor pour en modifier les

caractéristiques ; de nombreux travaux ont été réalisés sur les transistors MESFET [Des83], HEMT [Sim87], HBT [Kar93] et sur les diodes IMPATT [Sin86] ou Gunn [Cal69].

Les travaux de l'IMEP se sont portés sur le contrôle de composants hyperfréquences passifs par la création d'un plasma par injection optique. J. Haïdar (1996) [Hai96] a mis en évidence l'aspect résistif et réactif de la charge photo-induite en réalisant des filtres, atténuateurs et résonateurs accordables. S. Chouteau (1997) [Cho97] a intégré la commande optique dans un silicium polycristallin en réalisant un commutateur microonde en technologie coplanaire. B. Boyer (1998) [Boy98] a approfondi l'étude menée par J. Haïdar sur la modélisation de la charge photo-induite en examinant plus particulièrement l'influence de la longueur d'onde optique sur la charge photo-induite et en développant les applications utilisant les effets non linéaires de cette charge. P. Ahouassa (2001) [Aho01] a développé une méthode permettant d'extraire la durée de vie des porteurs à partir de simulations numériques 2D réalisées sur le logiciel Atlas de Silvaco, d'un modèle RC et de courbes expérimentales. J.D. Arnould (2002) [Arn02] a développé une méthode de calcul de la charge photo-induite par la méthode des éléments finis. Enfin j'ai eu la chance de travailler avec M. El Khaldi, lorsqu'il utilisait les diverses modélisations dans le but de concevoir un déphaseur hyperfréquence [Elk05] appliqué aux antennes à balayage de phase. Cette interaction entre celui qui développe le modèle et celui qui l'utilise a été, je pense, bénéfique pour les deux.

Ce travail de thèse s'inscrit donc dans la continuité de tous ces travaux. La montée en fréquence des applications hyperfréquences nous oblige à analyser l'utilisation du contrôle optique en technologie coplanaire afin de pouvoir réaliser des mesures sans avoir à utiliser de connecteur SMA, étant limité à 18 GHz et afin de pouvoir tout localiser en surface. Il sera présenté en cinq chapitres respectant un ordre chronologique de conception à quelques exceptions près afin de faciliter la compréhension de tous.

Chapitre I. Introduction et état de l'art

Ce premier chapitre est une introduction au travail déjà réalisé. Comme énoncé précédemment l'IMEP travaille sur le contrôle optique depuis une quinzaine d'année, en passant par la modélisation numérique, électrique et analogique mais aussi grâce au support de réalisations physiques de composants et leurs analyses. Nous verrons aussi que l'IMEP n'est pas le seul laboratoire à travailler sur ce domaine de recherche et que les comparaisons avec les recherches exécutées par d'autres laboratoires en Europe et dans le monde peuvent être intéressantes et qu'elles nous ont souvent apporter de nouvelles idées et axes de recherche. Enfin nous verrons l'actualité de la résolution semi-analytique et notamment de la résolution de l'équation de diffusion pouvant s'appliquer à l'injection optique mais aussi à divers domaines comme la diffusion de la chaleur dans les matériaux.

Chapitre II. Modélisation numérique de la charge photo-induite

Le deuxième chapitre commencera par les phénomènes physiques mis en jeu, ainsi que toute l'explication du contrôle optique, son fonctionnement, son utilisation potentielle et ses difficultés. Viendra ensuite la présentation de l'utilisation du logiciel Atlas de Silvaco [Sil98] que nous avons utilisé pour le calcul de l'injection optique. En effet, dans un premier temps, j'ai utilisé ce logiciel numérique pour des raisons historiques, puisque tous les développements dans notre laboratoire étaient réalisés à partir des résultats de ce logiciel, et pour des raisons de facilité de compréhension initiale du principe de l'injection optique, puisque Atlas permet le calcul numérique et donc simplifié du point de vue de l'utilisateur. Nous verrons que ces résultats m'ont notamment servi pour la confirmation de mes résultats ultérieurs mais aussi pour le développement de mon premier modèle de charge photo-induite. Enfin l'explication de la charge photo-induite pour son utilisation dans le domaine de l'électromagnétisme sera présentée et les premiers résultats de simulation complète de composants hyperfréquences contrôlés optiquement seront énoncés. Pour cette partie électromagnétique, je présenterai des résultats de simulation sous CST-Microwave Studio (que nous appellerons par la suite CST) [Cst04] et par voie de conséquence le modèle permettant de traduire les résultats de Atlas dans ce logiciel.

Chapitre III. Modélisation semi-analytique de l'injection optique

Comme nous l'aurons vu dans le deuxième chapitre, Atlas de Silvaco permet d'obtenir numériquement une solution de la diffusion des porteurs photo-crées dans le substrat, mais nous verrons aussi que cette résolution laisse quelques points d'interrogation et que, étant issus d'une résolution complètement numérique assistée par un logiciel complexe, les résultats obtenus doivent être utilisés avec beaucoup de précautions. Ainsi, nous avons décidé de résoudre le plus analytiquement possible, l'équation de diffusion des porteurs dans le substrat. Pour cet objectif, nous avons donc utilisé les résolutions de Green et de Hankel qui seront présentées dans ce chapitre d'abord en 1D puis 2 pour finir par une résolution grâce à la transformée de Hankel en 3-Dimensions. Cette analyse de l'équation de diffusion nous a permis dans un premier temps d'étudier la sensibilité des différents paramètres du substrat et dans un deuxième temps d'améliorer le modèle électromagnétique dans CST.

Chapitre IV. Etude de sensibilité et mesure pratique

Le chapitre IV va présenter une application possible du développement semi-analytique. Celle-ci consiste en la caractérisation de matériaux. Pour cela, le développement semi-analytique permet de simuler la concentration de porteurs photo-induits en faisant varier chacun des paramètres de simulation indépendamment. Ainsi, il est possible d'étudier la sensibilité de tous les paramètres de simulation, qu'ils soient physiques ou optiques.

De plus, nous verrons dans ce chapitre la mise en œuvre des mesures pratiques ainsi que leurs résultats concernant des systèmes hyperfréquences simples comme des lignes à gaps, à pertes ou à stub. Ces résultats seront utilisés dans le chapitre suivant pour être comparés aux résultats de mesures mais nous verrons qu'ils permettent déjà une étude macroscopique des phénomènes de photo-induction.

Chapitre V. Résultats de simulation et comparaison avec la pratique

Ce dernier chapitre commencera par la présentation des résultats de simulation électromagnétique sous CST Microwave Studio des dispositifs contrôlés optiquement et testés précédemment afin d'étudier, tout d'abord, qualitativement la qualité de la simulation. Pour cela le modèle développé au chapitre II sera utilisé. Cependant une nouvelle modélisation sera présentée, celle-ci se base sur les résultats semi-analytiques du chapitre 3 et permet l'utilisation de ADS qui présente l'avantage de la vitesse de simulation par rapport à CST. Pour finir nous comparerons les résultats de mesure et de simulation afin de conclure sur l'adéquation quantitative de notre modèle électromagnétique et pour découvrir quelques perspectives de recherche intéressante.

Conclusion

Une conclusion générale viendra clore ce mémoire et présenter des perspectives de recherche pour les générations futures de chercheurs concernant l'utilisation du contrôle optique grâce aux modèles développés ainsi que le développement de nouveaux modèles se basant sur les développements analytiques présentés.

Chapitre I

Introduction et état de l'art

1	Contrôle optique de circuits et de composants microondes	19
1.1	Principe physique.....	19
1.2	Différents types de contrôle optique	19
1.3	Avantages et motivation pour le contrôle optique.....	22
1.4	Applications possibles du contrôle optique.....	23
2	Etat de l'art du contrôle optique	24
2.1	Contrôle optique de composants actifs.....	24
2.2	Composants passifs contrôlés optiquement.....	25
2.3	Recherche à l'IMEP	29
2.3.1	Jihad Haïdar	29
2.3.2	Stéphanie Chouteau.....	30
2.3.3	Bertrand Boyer.....	30
2.3.4	Paul Ahouassa	31
2.3.5	Jean-Daniel Arnould	31
2.3.6	Mohamed El Khaldi	32
2.4	Université de New Delhi.....	33
3	Conclusion.....	34

Ce chapitre va nous permettre de situer notre travail au sein du développement de la recherche sur le contrôle optique dans notre laboratoire et dans le monde. Nous allons commencer par la description du contrôle optique en général, nous verrons notamment qu'il existe plusieurs types de contrôle possibles et leurs avantages, pour finir par les possibilités globales offertes par le contrôle optique. Ensuite nous rappellerons le développement de la recherche sur le contrôle optique de composants hyperfréquences actifs puis passifs pour en arriver à la recherche menée depuis une quinzaine d'années à l'IMEP. Enfin nous présenterons plus précisément le travail de recherche actuel dans une université étrangère dans le domaine de cette thèse. Nous concluons en présentant les choix effectués au début de cette thèse sur l'orientation de nos recherches.

1 Contrôle optique de circuits et de composants microondes

1.1 Principe physique

Le principe physique du contrôle optique, quelles que soient sa forme et son application, repose essentiellement sur l'effet photoconducteur qui définit la conversion de photons en paires électron-trou dans un substrat semiconducteur. La génération des paires électron-trou, dans une zone spécifique du composant, par une source optique dont les photons présentent une énergie supérieure à la bande interdite du semiconducteur, modifie localement la concentration de porteurs et par voie de conséquence, la conductivité ainsi que la permittivité complexe du substrat dans la zone éclairée. Le développement de ce principe physique sera présenté dans le chapitre II puis modélisé dans le chapitre III. Enfin comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, il existe un deuxième effet utilisé dans le contrôle optique qui est l'effet photovoltaïque. Ceci-ci consiste à créer une tension à partir d'un flux de photons pénétrant dans un détecteur photovoltaïque composé souvent de photodiode.

1.2 Différents types de contrôle optique

Il existe deux grandes classes de contrôle optique, le contrôle direct et indirect. Amit S. Nagra propose une classification, figure I.1, séparant ces deux types de contrôle et résumant le contrôle optique de composants qu'ils soient actifs ou passifs [Nag06].

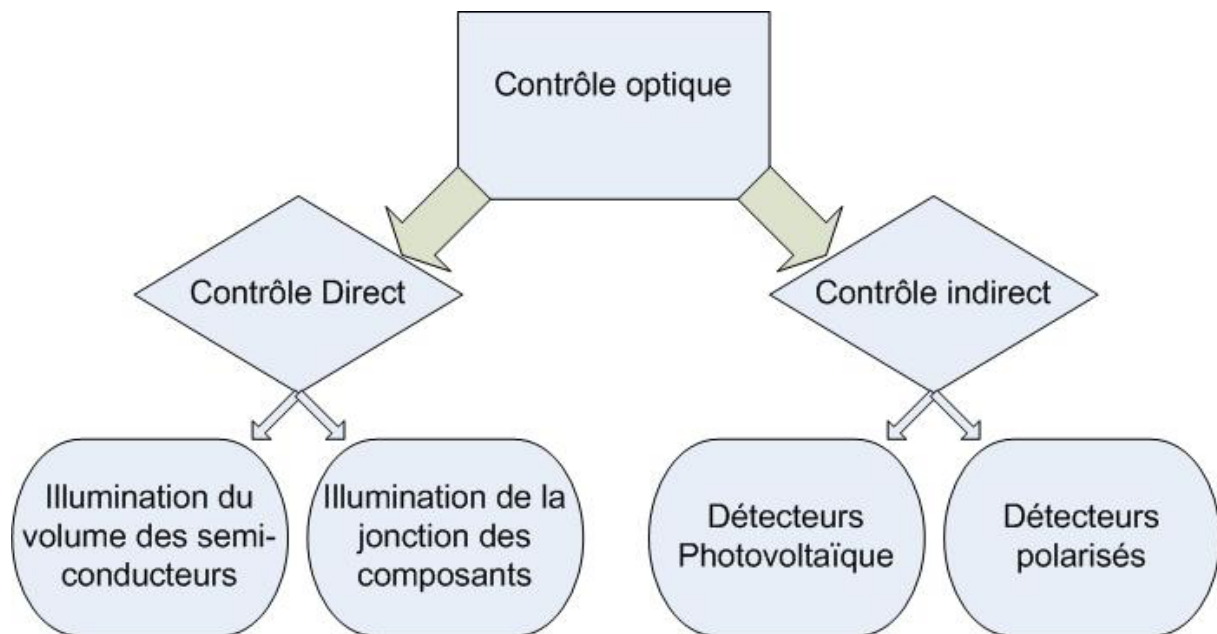


Figure I.1 : Classification des différents types de contrôle optique [Nag06]

Afin d'illustrer ces différents types de contrôle direct et indirect mais surtout leurs mises en applications dans un système hyperfréquence, nous nous proposons de reprendre chacune des quatre possibilités finales et de les présenter graphiquement.

Le contrôle optique direct, figure I.2, permet de modifier les caractéristiques microondes et électriques d'un substrat semiconducteur à l'endroit de l'éclairement.

- Le premier cas concerne l'illumination directe volumique des semiconducteurs intrinsèques. En réalisant ce type de contrôle sur des dispositifs microondes passifs sur semiconducteurs tels que l'arséniure de gallium ou le silicium, il est possible de modifier leurs réponses qu'elles soient en phase ou en amplitude.

- Le deuxième cas concerne l'illumination de la jonction des composants, typiquement actifs. Cela permet de contrôler la concentration de porteurs libres au niveau de jonction de composants tels que des diodes PIN ou des phototransistors.

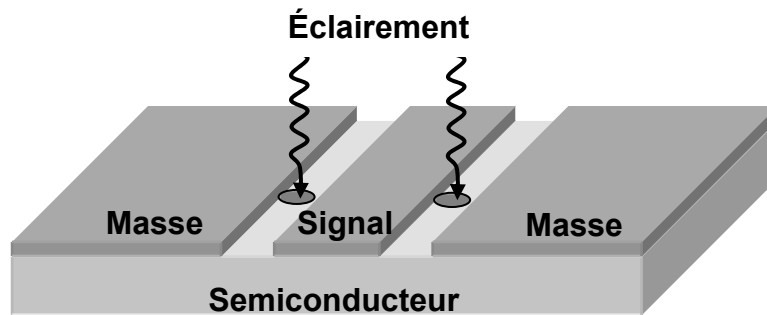


Figure I.2.a : Description du contrôle direct du semiconducteur volumique

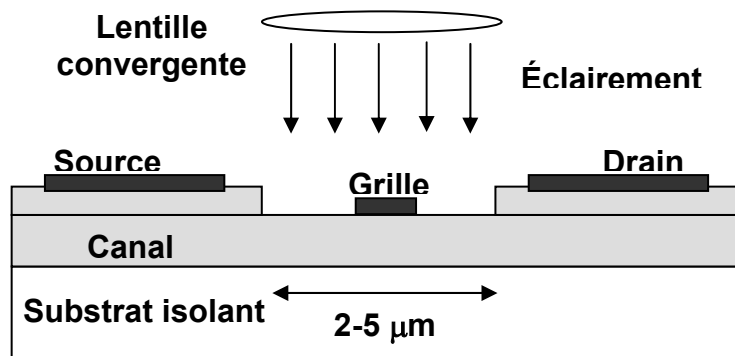


Figure I.2.b : Description du contrôle optique direct de la jonction d'un composant actif

Le contrôle optique indirect, figure I.3, est rendu possible grâce à l'utilisation de composants intermédiaires permettant la génération de courant ou de tension lorsqu'ils sont éclairés. Dans ce cas, ce n'est que le courant ou la tension photo-générée qui va physiquement contrôler le dispositif hyperfréquence.

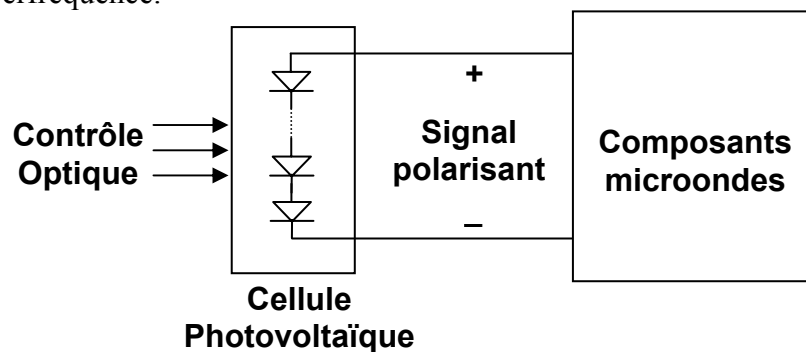


Figure I.3 : Description du contrôle indirect utilisant des détecteurs photovoltaïques

Le tableau ci-dessous compare les différents types de contrôle optique possibles pour résumer leurs fonctionnements, avantages et temps de réponse.

Technique de contrôle	Mécanisme	Puissance optique	Polarisation	Temps de réponse
Illumination directe du semiconducteur volumique	Photoconducteur	0,1-100W	Facultative	Limité par la durée de vie dans le substrat (μ s pour Si – ps pour AsGa)
Illumination directe de la jonction d'un composant	Photovoltaïque & Photoconducteur	1-10mW	Requise	Photovoltaïque (>100ns) Photoconducteur (50-100ps)
Contrôle indirect utilisant des détecteurs photovoltaïques	Photovoltaïque	0,1-1mW	Non	(> 100 ns)
Contrôle indirect utilisant des détecteurs polarisés	Photoconducteur	0,1-1mW	Requise	(> 10 ps)

Tableau I.1 : Comparaison entre différents types de contrôle optique

L'IMEP travaille sur le contrôle optique par illumination directe du semiconducteur volumique en technologie microruban. La figure I.2.a présente volontairement ce type de contrôle sur un composant coplanaire puisque l'objectif de ma thèse est l'étude de l'influence du contrôle optique sur des composants réalisés en technologie coplanaire. Nous noterons que le principal désavantage de ce type de contrôle est la plage de puissance optique nécessaire mais qu'il ne nécessite pas de polarisation extérieure et que son temps de réponse est relativement court. Cependant nous ne nous intéresserons pas au temps de réponse puisque nous travaillons à l'IMEP **en régime permanent d'éclairement**.

1.3 Avantages et motivation pour le contrôle optique

Par rapport à l'électronique utilisée habituellement pour le contrôle de dispositifs, le contrôle optique apporte de nombreux avantages. Nous rappelons ici les principaux avantages d'un contrôle de composants hyperfréquences utilisant un faisceau optique comme moyen de contrôle souvent guidé jusqu'au dispositif par fibre optique :

- la distribution du faisceau optique se faisant par fibre optique, cette méthode est non perturbatrice pour les systèmes environnants
- la fibre optique est immunisée contre les interférences électromagnétiques
- absence de couplage entre le signal microonde et le signal optique, ce qui entraîne une parfaite isolation entre la commande et les circuits commandés
- possibilités de contrôler des dispositifs à commutation de puissances électriques très élevées allant jusqu'à 1MW [Say90]
- flexibilité de la commande optique, concernant sa position géographique, à cause de l'absence de contact mécanique préétabli
- possibilités de jumelage des circuits microondes monolithiques intégrés (MMIC) et optiques intégrés (IOC) sur un seul substrat. Ceci permet une diminution de la consommation de puissance, une diminution des coûts et une diminution des dimensions et poids des dispositifs.

Enfin, nous terminerons par un avantage dû principalement au substrat qui est le temps de réponse de ces systèmes contrôlés optiquement. En effet dans les applications rapides telles que la commutation, la réduction du temps de réponse peut être obtenue grâce à un matériau présentant une durée de vie des porteurs courtes mais aussi grâce à des lasers femtosecondes émettant une impulsion optique ultracourte. De plus, il existe plusieurs techniques de réduction de la durée de vie des porteurs dans le semiconducteur [Doa87] ou d'accélération des phénomènes de diffusion et recombinaison des porteurs. Il est ainsi possible d'obtenir des temps de réponse de l'ordre de la picoseconde.

Tous ces avantages sont à la base de l'engouement durant les années 80 pour le contrôle optique de composants hyperfréquences et notamment pour son utilisation dans l'alimentation et le contrôle d'antennes ainsi que dans le domaine militaire.

1.4 Applications possibles du contrôle optique

Le contrôle optique dans son sens large, c'est-à-dire les quatre moyens de créer le contrôle, permet d'imaginer différentes possibilités pour son utilisation. Avant de décrire plus précisément ce qui a été réalisé dans notre laboratoire et dans le monde, nous nous proposons de dresser une liste non exhaustive de ces utilisations potentielles :

- le contrôle du gain d'amplificateur
- l'atténuation réglable
- la commutation des signaux continus et/ou hyperfréquences
- le filtrage passif ou actif
- la modulation et l'échantillonnage
- le contrôle d'oscillateurs microondes
- le déphasage de signaux pour l'alimentation des antennes
- le mélange de signaux microondes

- la génération de signaux microondes et térahertz
- la création d'antenne photoconductive

Dans le paragraphe suivant, nous verrons que de nombreuses possibilités du contrôle optique ont déjà été exploitées, mais qu'elles restent souvent à être améliorées. Nous allons présenter les travaux réalisés au sein de l'IMEP mais aussi dans les laboratoires nationaux et internationaux travaillant sur le domaine.

2 Etat de l'art du contrôle optique

Dans ce paragraphe, nous allons dresser un état de l'art du contrôle optique dans le domaine des composants actifs, dans un premier temps, mais surtout des composants passifs. En effet, ma thèse étant portée uniquement sur le contrôle de composants passifs coplanaires, nous allons principalement nous y intéresser.

2.1 Contrôle optique de composants actifs

Dans ce paragraphe nous n'allons pas décrire toutes les recherches qui ont été effectuées sur le contrôle optique de composants actifs puisque ce n'est pas le centre d'intérêt de ce mémoire. Cependant, il est intéressant de noter que les premières recherches effectuées sur le contrôle optique l'ont été sur des composants actifs et que nous trouvons dans la littérature de nombreuses publications datant de la fin des années 70 et du début des années 80.

Deux approches sont envisageables pour commander les dispositifs semiconducteurs actifs. La première consiste à contrôler directement, par l'injection de lumière, la création de porteurs libres dans les zones actives. C'est le cas du contrôle du gain des amplificateurs à base de transistors MESFET [Des83] [Sim87] ou HEMT [Sim86], du verrouillage par injection optique des oscillateurs à diodes IMPATT [See78], à transistors MESFET [Des81] ou plus récemment à transistors HBT [Kar93]. D'autre part, il apparaît possible d'accorder la fréquence d'un oscillateur, sur une plage réduite uniquement, en utilisant le contrôle optique sur une diode Gunn [Cal69] ou IMPATT [Vya77] [Sin86], sur un transistor MESFET [Sun81] ou encore directement sur un oscillateur TRAPATT [Kie78]. Enfin, nous trouvons dans la littérature que l'injection optique permet d'améliorer les performances des dispositifs photosensibles sur silicium amorphe [Mar84]. Avec l'apparition de nouveaux types de transistors, le contrôle optique de composants actifs a récemment été appliqué sur des transistors TEGFET [Cha06a] ou MISFET [Cha06b] et a permis le développement de porte logique ultrarapide [And03].

La deuxième approche consiste à agir sur les structures passives entourant et alimentant le circuit actif. Typiquement, ces structures passives sont des circuits résonants d'un oscillateur

[Dar87] ou d'une diode Gunn [Yu90], ou les circuits de polarisation d'un amplificateur [Pao88].

2.2 Composants passifs contrôlés optiquement

Le travail sur les composants passifs s'est limité, dans les débuts du contrôle optique, aux dispositifs de commutation de signaux continus ou hyperfréquences. Le premier photocommutateur [Aus75] était formé d'un gap dans une ligne microruban réalisée sur un substrat en silicium très résistif, et alimentée en permanence par une tension continue comme présenté sur la figure I.4. En l'absence de lumière, la résistance du gap empêche le transmission du signal et découple l'entrée de la sortie. Le photocommutateur est alors dans l'état OFF. Une impulsion lumineuse ($\lambda=0,53\mu\text{m}$) éclaire le gap et crée une faible photorésistance en surface entre les rubans rétablissant ainsi la transmission et faisant passer le commutateur à l'état ON. Grâce à une impulsion infrarouge ($\lambda=1,06\mu\text{m}$) appliquée sur le même gap, de longueur de pénétration comparable à l'épaisseur du substrat, une photorésistance est créée, cette fois-ci, entre le ruban et le plan de masse arrière permettant de réaliser un court-circuit sur la ligne au niveau du gap et donc de rétablir rapidement l'état OFF. Le contrôle du temps de retard, entre deux impulsions lumineuses, permet d'ajuster la durée de l'impulsion électrique ainsi créée.

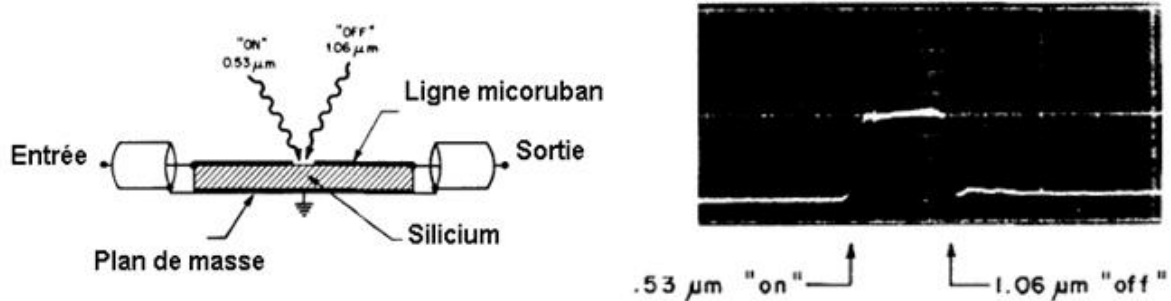


Figure I.4 : Premier photocommutateur en technologie microruban [Aus75]

Le même principe s'applique pour la commutation de signaux microondes [Joh75]. De plus les lignes en technologie guide d'onde coplanaire [Cas76] permettent de s'affranchir de la nécessité de disposer de deux longueurs d'onde puisque le plan de masse est en surface et qu'il suffit donc de créer un court-circuit en surface, soit entre les deux rubans centraux, soit entre le ruban signal et un des plans de masses latéraux. La principale limitation de ces premiers commutateurs était le taux de répétition. Ceci est en effet limité par la durée de vie des porteurs dans le silicium puisque une nouvelle commutation n'est possible qu'une fois que les porteurs induits par la deuxième impulsion se sont recombines.

L'utilisation de substrats à durées de vie plus courtes, tels que le *GaAs* [Lee77] ou l'*InP* [Leo79] permet d'augmenter sensiblement le taux de répétition. Toutefois la durée de l'impulsion électrique n'est plus contrôlée par le retard entre les deux impulsions lumineuses, mais plutôt par la courte durée de vie des porteurs. Par la suite, des photocommutateurs ont été réalisés sur du *CdS_{0,5}Se_{0,5}* [Mak80], du silicium amorphe [Aus80], du *GaP* [Mar81], du *Ge* [DeF81], du silicium sur saphir [Smi81], du *CdS* [Brü82] et sur du diamant [Bha83]. Tous ces matériaux bénéficient à la fois d'une courte durée de vie et d'une haute résistivité. Ils combinent ainsi la vitesse de commutation, le taux de répétition élevé et les faibles pertes de propagation sur les lignes.

En plus du critère de rapidité, le rapport ON/OFF doit être aussi pris en considération. Les photocommutateurs à gap ont, sur ce point, trois principaux inconvénients. Tout d'abord, la capacité du gap limite le fonctionnement en hautes fréquences. Ensuite, une transmission résiduelle dans l'état OFF limite la dynamique du photocommutateur. Enfin, le signal non transmis est, en majeure partie, réfléchi perturbant ainsi les éléments du côté du générateur. Pour améliorer les performances du photocommutateur, un gap interdigité a été proposé et réalisé sur *InP:Fe* [And89a]. Cette géométrie permet de réduire la capacité du gap et d'augmenter la surface effectivement éclairée, entraînant une augmentation du rapport ON/OFF et une amélioration du rendement du photocommutateur. Une autre possibilité consiste à utiliser des coupleurs quart-d'onde comme photocommutateurs [And87] [Shi89]. En éclairant convenablement la zone de couplage, la transmission résiduelle au niveau de l'accès isolé d'une telle structure est sensiblement augmentée. Cette technique permet notamment de s'affranchir des effets capacitifs des gaps qui limitent le fonctionnement en hautes fréquences. Toutefois, la valeur élevée des pertes d'insertion dans l'état ON, de l'ordre de 10dB, est un inconvénient majeur [And89b].

Utilisant le même principe, des guides métalliques ont été utilisés pour commuter des signaux dans la bande 30-35GHz. De l'Arséniure de Gallium (*GaAs*), inséré dans le guide, est éclairé par impulsion laser, ce qui permet la création de paires électron-trou qui vont modifier la constante diélectrique du semiconducteur et donc atténuer la transmission du signal hyperfréquence [Pla84]. La commutation et la modulation rapide (autour de 1GHz) d'ondes millimétriques se propageant dans des guides diélectriques en silicium [Lee78] ou en *GaAs:Cr* [Li82] ont aussi été démontrées.

Ces travaux sur la commutation rapide continuent à susciter beaucoup d'intérêt en raison de leurs nombreuses applications. Nous ne citerons pas toutes les applications possibles mais nous pouvons citer les plus courantes :

- la génération d'impulsions courtes à haute tension [Mot91]
- la génération de signaux microondes [But88]
- l'échantillonnage rapide [Pau88] [Aus80]
- la caractérisation très large bande de la dispersion des antennes [Arj91]

- la caractérisation de lignes coplanaires [Ket86] ou microrubans [Coo85]

Parallèlement à ces études, des recherches sur l'exploitation de l'effet photoconducteur pour réaliser des fonctions microondes telles que l'atténuation, le filtrage et le déphasage ont été menées. Historiquement, ces travaux ne suscitaient pas de grand intérêt mais nous allons voir que la recherche dans ces domaines s'est élargie.

Le premier atténuateur que nous pouvons trouver dans la littérature a été réalisé en technologie ligne à ailettes sur un substrat silicium [Uhd87] [Uhd90]. Le fonctionnement de cet atténuateur repose sur le fait d'illuminer la fente qui sépare les bandes conductrices. Une plage d'atténuation supérieure à 32dB est démontrée pour des fréquences allant de 26,5GHz à 40GHz. Les premiers résultats concernant un atténuateur en guides d'ondes coplanaires datent de la fin des années 80 [Pla89a] et ont été sensiblement améliorés par la suite [Sad93]. La création d'une résistance par illumination optique, entre le ruban central et le plan de masse est utilisée pour contrôler la transmission sur la ligne. Une plage d'atténuation de 20dB a été mesurée à la fréquence de 3GHz. Très récemment, Poesen [Poe05] a réalisé un atténuateur optoélectronique coplanaire en technologie MCM-D (Multi-Chip Module using Deposited films) sur un substrat en silicium Haute Résistivité. Cette technologie comporte différentes couches de polymère Benzocyclobutène (BCB) et différents niveaux de métallisation [Car01]. Sous une intensité maximale de 45W/cm², les résultats concernant l'atténuation maximale obtenus sont de l'ordre de 25dB à 50GHz et de 40dB à 100GHz.

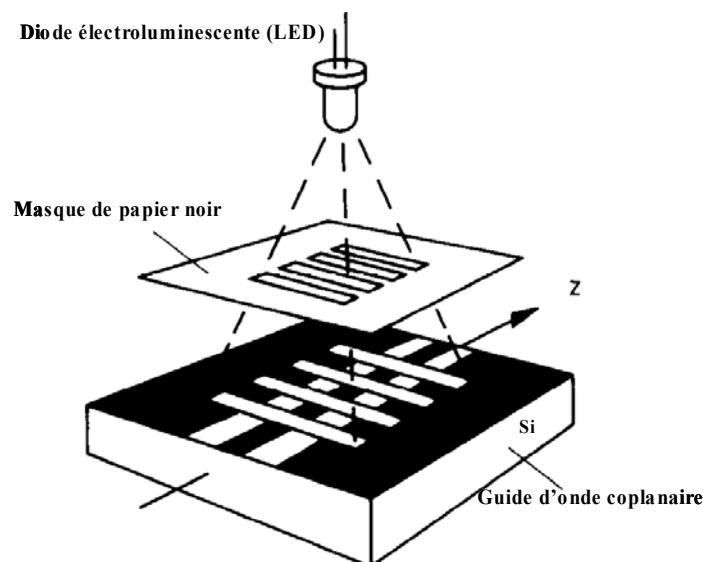


Figure I.5 : Description du filtrage par éclairage périodique d'une ligne coplanaire [Pla90]

Les recherches sur les filtres, accordables par une commande optique, illustrent la tendance vers l'utilisation du contrôle optique pour réaliser des fonctions plus complexes que la simple commutation. L'effet de l'éclairement périodique dans l'espace, suivant la direction de propagation, de guides diélectriques [Mat86] a été analysé théoriquement dans le but de réaliser des filtres accordables pour les ondes millimétriques. En effet, la réponse microonde de ces réseaux de Bragg, induits par la lumière, dépend de la période de la distribution spatiale de l'illumination. Le comportement de ces structures, dans le cas des lignes en technologie guides d'ondes coplanaire, comme présenté figure I.5 a été testé et analysé en détails [Pla89b] [Pla90] [Pla92] [Pla95].

Enfin, l'utilisation du contrôle optique pour réaliser un déphaseur réglable a été démontrée, dans un premier temps, pour les ondes millimétriques. L'illumination de la surface d'un guide diélectrique en silicium [Lee80] entraîne un déphasage $\Delta\varphi=300^\circ/cm$ avec des pertes de 1dB/cm à 94GHz. Le même principe s'applique pour les structures planaires en technologie guide d'ondes coplanaire, où l'éclairement de la zone entre le plan de masse et le ruban signal modifie la conductivité du substrat et par voie de conséquence, l'amplitude et la phase du signal qui s'y propage [Che87]. La polarisation du contact Schottky, entre le métal et le substrat, augmente sensiblement l'efficacité du système. Utilisant un substrat en GaAs, un déphasage de $\Delta\varphi=120^\circ/cm$ a été mesuré à 40GHz avec des pertes d'insertion de l'ordre de 20dB/cm [Che89] [Che90]. Le rendement entre la puissance optique et le déphasage est amélioré en utilisant un substrat formé d'une fine couche de GaAs déposée par épitaxie sur du quartz [Isl91]. Dans ce dernier dispositif, l'illumination se fait pardessus, en utilisant la transparence du quartz, afin de s'affranchir des effets d'ombre dûs à la métallisation. Plus récemment, ce rendement puissance optique/déphasage a encore été amélioré en appliquant le principe du contrôle optique sur un gap interdigité transversalement [Li04] pour obtenir un déphasage de 37° pour 8mW de puissance optique injectée.

Nous venons de montrer que les investigations sur l'utilisation du contrôle optique pour réaliser diverses fonctions microondes continuent à susciter un grand intérêt. Une démarche complémentaire est cependant nécessaire pour l'optimisation de la commande optique. Notamment des efforts restent à être déployés pour permettre la réalisation de circuits optiques et microondes sur un substrat unique. L'intégration monolithique de guides optiques et de circuits microélectroniques [Hil95] ou microondes [Fre96] a été partiellement explorée. Des études sur la possibilité d'intégration de la commande optique d'un photocommutateur, sont apparues dans la littérature. Nous verrons notamment dans le paragraphe suivant que S. Chouteau a travaillé sur ce sujet au sein de l'IMEP. Nous pouvons cependant déjà rappeler qu'un circuit de commande optique avec des guides en « polymides » [Gev90] ou en Si_3N_4 [Cho95] a été proposé pour les photocommutateurs en silicium.

Sur cet historique international du contrôle optique, nous devons remarquer que les recherches sur le contrôle optique ont cessé de créer un grand nombre de publication entre 1995 et 2004 environ mais qu'il y a à présent un regain d'intérêt. A présent, il est intéressant de voir comment se positionnent les recherches effectuées à l'IMEP.

2.3 Recherche à l'IMEP

Dans ce paragraphe, nous nous proposons tout d'abord de résumer les recherches exécutées sur le contrôle optique de composants hyperfréquences passifs à l'IMEP. Dans la paragraphe suivant nous verrons comment mon sujet de thèse s'inscrit dans « l'actualité » du contrôle optique en comparant le travail réalisé au travail réalisé très récemment par un groupe de recherche situé au '*Département de science électronique de l'Université de New Delhi*'. La comparaison a été choisie plus particulièrement avec ce département du fait de leur activité et du nombre croissant de leurs publications.

Avant ma thèse, il y a eu 6 thèses soutenues à l'IMEP, portant sur le contrôle optique de composants passifs hyperfréquences.

2.3.1 *Jihad Haïdar*

C'est Jihad Haïdar, qui a commencé cet axe de recherche en 1993 pour soutenir en juillet 96 [Hai96] en étudiant *la commande optoélectronique d'atténuateurs, de résonateurs et de filtres microondes réalisés sur substrat silicium*. Son étude avait pour objectif d'étendre cette commande à des dispositifs réalisant des fonctions complexes, tels que des atténuateurs, résonateurs et filtres accordables. Les structures étudiées durant cette thèse ont été réalisées sur du silicium en technologie microruban. Il a exploité principalement la charge complexe induite entre le ruban et le plan de masse par illumination optique. Il a démontré pour la première fois à l'IMEP que la lumière crée principalement une charge résistive aux faibles puissances mais qu'une composante réactive apparaît aussi d'une manière nette pour des puissances optiques élevées.

L'effet résistif a été mis en application dans la réalisation d'un atténuateur microonde en technologie microruban, réglable par la simple commande optique. Il a démontré sur un premier prototype une plage d'atténuation supérieure à 10dB dans la bande C. Quant à l'effet réactif, Jihad Haïdar a introduit une commande supplémentaire qui permet de le renforcer. Il s'agit de polariser le plasma photo-induit par une tension continue. Il a ainsi accordé la fréquence de différents résonateurs par cette nouvelle double commande optoélectronique. Ces accords étaient à l'époque parmi les plus larges reportés parmi les accords électriques. En

effet, il a mesuré des déplacements de fréquence de résonance de l'ordre de 30% en dessous de la fréquence de résonance en l'absence d'illumination.

Cette étude était plutôt expérimentale, malgré les modèles théoriques simples qui ont été développés pour tenter d'expliquer les différents phénomènes mis en évidence expérimentalement.

2.3.2 Stéphanie Chouteau

L'étude menée par Stéphanie Chouteau durant sa thèse [Cho97] porte sur *l'intégration de la commande optique d'un commutateur microonde en technologie coplanaire sur silicium*. Elle démontre les performances d'un commutateur microonde commandé par un signal optique avec comme objectif principal d'intégrer monolithiquement, le commutateur et le circuit optique de commande.

Le composant développé était constitué d'une ligne coplanaire interrompue par un gap semiconducteur de quelques micromètres et d'un guide intégré sous cet élément photoconducteur. Stéphanie Chouteau a mené en parallèle la caractérisation de guides optiques et de lignes coplanaires sur silicium, pour évaluer, indépendamment, les performances de chacun des éléments. Le silicium standard et ses dérivés diélectriques se prêtent relativement bien à la réalisation de guides optiques intégrés. En revanche, une transmission hyperfréquence à faibles pertes ($<0,6\text{dB.cm}^{-1}$) impose l'utilisation d'un substrat très résistif ($>2500\Omega.\text{cm}$).

Après la conception et la réalisation de plusieurs prototypes intermédiaires, cette étude a démontré la commutation du signal microonde sur une gamme de fréquences allant de 1 à 10 GHz. Un rapport ON/OFF de 9dB à 1GHz et de 3dB à 10GHz a été obtenu, pour une puissance optique intégrée effective égale à 2mW. Ces performances sont identiques à celles obtenues par un éclairage classique du gap, démontrant l'efficacité de la commande optique intégrée.

2.3.3 Bertrand Boyer

Bertrand Boyer a soutenu sa thèse en 1998 sur le comportement en microondes de la charge capacitive photo-induite sur un substrat de silicium [Boy98]. Durant cette étude, il a mis à profit l'effet photoconducteur pour réaliser une charge adaptée accordable. Sur la base de l'étude menée par Jihad Haidar, l'extrémité ouverte d'un stub déposé sur une plaquette de silicium était illuminée par un signal optique et dans le même temps une tension continue ajoutée au signal microonde était appliquée. Cette double commande optique et électrique permet de régler la fréquence de réjection du stub sur une plage de plus de 60% en dessous de la fréquence propre hors illumination. De plus, Bertrand Boyer a montré qu'il pouvait par cette méthode ajuster le niveau de réjection entre -5 dB et -50dB.

A la suite d'observations expérimentales à deux longueurs d'onde optique différentes, il s'est attaché à la modélisation de la charge photo-induite proprement dite. Un modèle intuitif a été développé sous la forme d'une résistance en série avec une capacité. Par la suite ce modèle a été affiné grâce à la résolution numérique des équations de distribution de porteurs. Le rôle de chacune des commandes a été mis en lumière, ce qui lui a permis de mieux comprendre leur influence sur la répartition des charges dans le plasma photo-induit. Finalement, la charge photo-induite sur un substrat silicium a été utilisée pour ses propriétés non linéaires, dans le cadre du mélange de deux signaux microondes. A l'époque, ces travaux ont ouvert de nombreuses perspectives d'utilisation de la charge photo-induite, mais nous verrons que durant nos travaux actuels, nous avons largement amélioré ce début de modélisation notamment grâce aux nouveaux logiciels commerciaux ayant fait leur apparition.

2.3.4 Paul Ahouassa

Durant sa thèse qui s'est achevée en 2001, Paul Ahouassa s'est intéressé à l'analyse et à l'application du comportement microonde de charges photo-induites dans le silicium. Cette étude a commencé par l'observation du fait qu'un dispositif simple tel qu'une ligne microruban déposée sur un substrat silicium et éclairée à son extrémité se comporte pour des signaux microondes comme un varactor photo-induit et permet de révéler des phénomènes physiques intéressants. L'étude de la charge photo-induite a été effectuée sur une ligne microruban commandée par la double commande présentée par Jihad Haidar. Grâce à un modèle RC parallèle représentant l'interaction entre le faisceau laser et le silicium, Paul Ahouassa a confirmé la forte non linéarité de la caractéristique $C(V)$ de 0,045 à 1GHz. De plus, il a montré que, dû à la formation de zones dépourvues de porteurs libres et à fort champ électrique sous la zone éclairée, le facteur de qualité de la capacité associée à la charge photo-induite augmente à hautes fréquences. La comparaison de son modèle avec la mesure d'un mélangeur de fréquences a montré que la variation d'amplitude des harmoniques, créées par le mélange, en fonction de la tension de polarisation de la ligne reproduit exactement les variations de la caractéristique $C(V)$. Enfin Paul Ahouassa a réalisé une première étude sur l'influence du contact métal-semiconducteur sous la ligne microruban sur la charge photo-induite. Nous verrons dans le chapitre II que nous avons confirmé cette étude permettant de conclure sur le grand intérêt du contact Schottky pour le contrôle optique.

2.3.5 Jean-Daniel Arnould

Jean-Daniel Arnould, actuel co-directeur de ma thèse, a travaillé pendant sa thèse sur *une contribution à la modélisation par la méthode des éléments finis de composants hyperfréquences contrôlés optiquement* [Arn02]. En effet, il s'est attaché à résoudre le double problème des comportements hyperfréquence et optique du semiconducteur éclairé par un

faisceau laser. Les modélisations qui ont été proposées étaient basées sur la méthode des éléments finis qui permet une discrétisation des équations d'ondes et la prise en compte de l'injection optique par une zone de permittivité équivalente. Il a présenté des formulations bi et tridimensionnelles des problèmes aux valeurs propres, de propagation hyperfréquence et de couplage optique.

L'essentiel des travaux de Jean-Daniel Arnould a porté sur la modélisation numérique de la propagation de l'onde hyperfréquence. Pour modéliser la charge photo-induite, il a apparenté le milieu créé à un plasma dont la permittivité équivalente varie en fonction de divers paramètres et notamment de la puissance optique, nous verrons que nous avons repris ce type de modélisation au chapitre II. Pour résoudre le problème de la propagation hyperfréquence il a ainsi utilisé les possibilités d'un logiciel éléments finis aux applications basses fréquences en l'étendant aux applications hautes fréquences en développant une prise en compte des courants de déplacement et un calcul des paramètres S pour un système quelconque. Nous verrons que son expertise sur le sujet nous a été d'une aide précieuse lors de l'utilisation et de l'analyse de résultats numériques.

2.3.6 Mohamed El Khaldi

Dernièrement (2005), Mohamed El Khaldi a présenté son travail de thèse portant sur des *déphaseurs hyperfréquences contrôlés optiquement pour des applications aux antennes à balayage de phase* [Elk05]. De façon générale, son travail a consisté en l'étude des potentialités du contrôle optique de dispositifs microondes sur silicium hautement résistif pour obtenir un déphasage variable. Ces dispositifs utilisent toujours le même principe de photoconduction qui modifie la constante de propagation du semiconducteur et provoque donc un déphasage de l'onde transmise sous éclairage par rapport à l'obscurité.

Durant ce travail, Mohamed El Khaldi a conçu, réalisé et testé plusieurs déphaseurs microondes commandés optiquement en utilisant des structures à un gap, résonantes ou couplées. Les premiers photodéphaseurs à un gap ou basés sur des structures microrubans résonantes ont permis d'obtenir un déphasage variable et continu important tout en maintenant le module du coefficient de transmission relativement constant. Cependant, ces structures présentaient des pertes d'insertion et des coefficients de réflexion trop importants. Ainsi, de nouveaux déphaseurs basés sur des structures couplées à gap ont permis de réduire le coefficient de transmission tout en conservant la possibilité de réglage de la phase entre 0 et 90° sous différents éclairages.

La conception et la simulation d'un réseau à balayage constitué de deux antennes ont été rendues possibles par mon développement du modèle électromagnétique présenté au chapitre II.3.2. Par cette méthode, une excursion de 50° a été obtenue par modélisation sous CST Microwave Studio à la fréquence de 10GHz.

2.4 Université de New Delhi

Actuellement, le groupe de recherche le plus actif étant en ‘concurrence’ avec nos recherches se trouve au Département de Science Electronique à l’université de New Delhi. Récemment, en janvier 2005, Avanish Bhadauria y a notamment soutenu une thèse sur *le contrôle optique de dispositifs passifs microondes sur substrat semiconducteur* [Bha05].

D’après les publications que l’on peut trouver, historiquement ce groupe de recherche a commencé à travailler sur l’analyse de structures à onde lente en technologie microruban contrôlé optiquement [Ver99] pour obtenir un modèle équivalent d’une ligne de transmission sous la forme de paramètres RLCG [Sha00]. Une évolution de ce modèle a été publiée en 2001 concernant une ligne de transmission en technologie MIS (Métal-Isolant-Semiconducteur), microruban sur isolant, à onde lente. Enfin, les recherches sur des structures à onde lente ont permis à ce groupe de travail de présenter le contrôle de la forme et du délai d’un ‘pulse’ se propageant dans une ligne MIS en faisant varier la puissance optique injectée. Ils ont notamment démontré qu’il existe une puissance d’injection optimale produisant un délai maximal avec le moins de distorsion possible [Bha04].

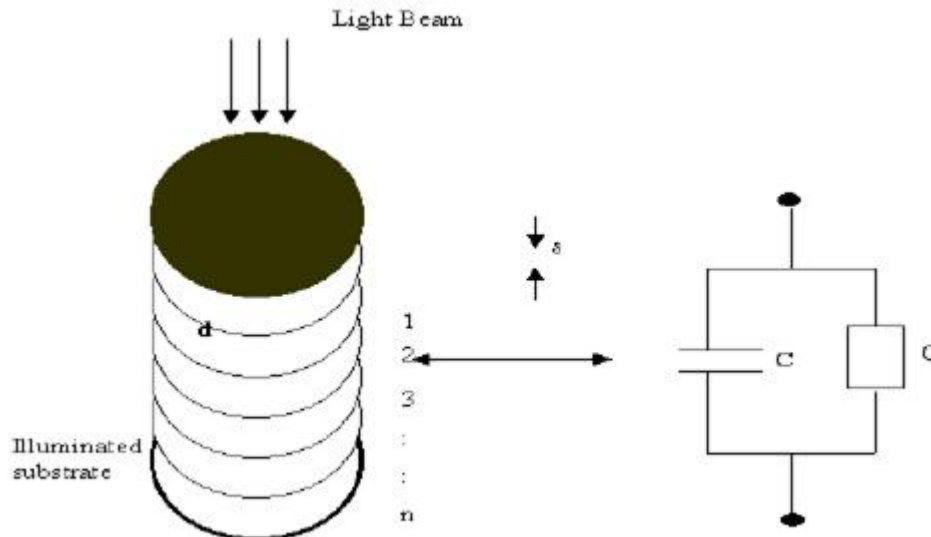


Figure I.6 : Présentation de la capacité formée par l’injection optique et son modèle circuit équivalent [Bha03]

Concernant un sujet qui nous concerne plus particulièrement, ce groupe de recherche a publié en 2003 [Bha03] un article discutant d'une charge et d'un stub contrôlés optiquement en technologie microruban sur un substrat silicium. Dans cet article, comme dans la thèse de Dr Bhadauria, la résolution de l'injection optique dans le substrat est présentée en 1D uniquement en partant de l'hypothèse que la création de porteurs ne se fait que sous le faisceau lumineux et que la concentration est uniforme dans la direction radiale. Cette hypothèse leur permet de déduire que l'injection optique se comporte comme une capacité et d'en déduire un schéma équivalent CG parallèle comme indiqué figure I.6.

Nous verrons dans ce rapport que nous exécutons nos résolutions de l'injection optique en 3D mais qu'il peut être important de s'intéresser à leurs méthodes de modélisation et de simulation et notamment concernant leur schéma équivalent dont nous pourrions nous inspirer pour améliorer le modèle électromagnétique équivalent à la charge photo-induite sous ADS présenté au chapitre IV.3.2.

3 Conclusion

Nous venons de présenter l'état de l'art de l'opto-microondes, et plus particulièrement du contrôle optique, qui s'est développé depuis près d'une quinzaine d'années et qui est de nos jours utilisé dans toutes sortes d'applications civiles, spatiales ou militaires. De plus nous avons vu que depuis le début des années 90, l'IMEP travaille sur le contrôle optique, ses applications et son intégration, aussi bien du point de vue expérimental que théorique. Cependant beaucoup d'études ont été menées sur des dispositifs en technologie microruban et sans réel développement de modèle équivalent précis. Ainsi, il manque à ce domaine de recherche une possibilité de simulation rapide et précise du contrôle optique.

L'objectif de ma thèse est donc d'étudier et de modéliser le contrôle optique de composants hyperfréquences en technologie coplanaire. Pour cela, nous nous proposons de séparer, comme l'a fait le Dr Bhadauria, le problème de l'injection optique d'une part et de la propagation de l'onde hyperfréquence d'autre part. Cela sera réalisé en développant une résolution semi-analytique de l'équation de diffusion ambipolaire tridimensionnelle pour obtenir la concentration de porteurs photo-induits puis en développant un modèle électromagnétique équivalent de cette concentration. Ainsi nous obtiendrons ce qui, d'après l'état de l'art, n'a pas encore été obtenu, à savoir une simulation complète tridimensionnelle du contrôle optique de composants hyperfréquences.

Il est préférable de séparer les problèmes et de traduire l'influence de l'injection optique sur la propagation hyperfréquence par un plasma photo-induit afin de diminuer les temps de calcul et de mieux appréhender la sensibilité des nombreux paramètres pris en compte. Nous allons

ainsi passer d'un niveau microscopique, représenté par la concentration de porteurs, à un niveau macroscopique, représenté par le plasma photo-induit. Il existe un logiciel commercial permettant l'étude conjointe de l'injection optique et de la propagation de l'onde hyperfréquence qui pourrait résoudre le problème directement de manière couplée. Ce logiciel est COMSOL Multiphysics (anciennement FEMLAB) mais il pose un double problème de difficulté de maîtrise de la simulation et surtout de temps de calcul, puisqu'il fonctionne avec une résolution fréquentielle sur la base des éléments finis et qu'il faut donc une simulation complète pour chaque point de fréquence voulu.

C'est pourquoi nous avons décidé de développer notre propre résolution de l'injection optique, permettant une modélisation de la charge photo-induite valable non seulement en technologie coplanaire mais aussi en technologie microruban, ce qui dépasse le cadre strict de la thèse mais qui offre des possibilités élargies. L'autre avantage de cette modélisation, outre le fait qu'elle est rapide et précise, est le fait qu'elle devrait à terme permettre la caractérisation de matériaux semiconducteurs utilisés en microélectronique intégrée ou hybride afin d'obtenir les caractéristiques précises en volume et en surface de ces matériaux.

Enfin, notre laboratoire étant situé dans la région grenobloise, connue pour sa microélectronique sur silicium, les facilités qui m'étaient offertes pour la conception et la fabrication de dispositifs de test m'ont poussé à choisir de travailler en technologie coplanaire sur silicium de haute résistivité pour limiter les pertes par propagation. Ces dispositifs sont en effet nécessaires pour la validation de notre modèle présentée au chapitre V.

Chapitre II

Modélisation de la charge photo-induite

1	Phénomènes physiques	39
1.1	Interaction optique-semiconducteur.....	40
1.1.1	Flux de photons.....	41
1.1.2	Processus de génération.....	42
1.1.3	Processus de recombinaison.....	43
1.1.4	Processus de conduction et déplacement.....	44
1.1.5	Principe d'évolution des concentrations de porteurs.....	47
1.1.6	Introduction de l'équation ambipolaire.....	48
2	Calcul numérique de la concentration de porteurs	51
2.1	Présentation du logiciel.....	51
2.2	Résultats de Silvaco.....	51
2.3	Explication de la forme sphérique.....	55
3	Modélisation sous CST	57
3.1	Présentation du logiciel.....	57
3.2	Modélisation électromagnétique de la charge photo-induite.....	57
3.3	Résultat numérique.....	60
4	Conclusion	64

Ce chapitre commence par une introduction au contrôle optique de composants hyperfréquences en présentant les bases de son fonctionnement, les phénomènes physiques mis en jeu puis ses utilisations, ses avantages et ses difficultés. Ensuite nous verrons que pour la résolution numérique de l'injection optique, nous avons utilisé le logiciel Atlas de Silvaco qui nous a permis d'obtenir un premier résultat sur la **répartition des porteurs** au sein du substrat et donc de créer un premier modèle de charge photo-induite. Ce modèle a été développé pour une utilisation sous CST Microwave Studio, logiciel permettant l'analyse électromagnétique de notre système contrôlé optiquement et que nous avons utilisé dans le cadre de cette thèse pour obtenir les premiers résultats présentés mais surtout dans le cadre des recherches de M. El Khaldi [Elk03] pour le développement de son déphaseur. Le problème principal posé par la simulation du contrôle optique réside dans le fait que c'est un problème multi-physique et qu'il faut passer d'une résolution microscopique de la répartition des porteurs à un modèle macroscopique utilisable dans un logiciel de simulation électromagnétique. Ainsi l'objectif de ce chapitre est le calcul de la concentration $\Delta n(r,z, P_{lum})$ pour en déduire la permittivité plasma $\epsilon_p(\Delta n)$ ayant des conséquences sur la propagation hyperfréquence.

1 Phénomènes physiques

Le contrôle optique tel que nous l'analysons à l'IMEP, consiste à éclairer la surface d'un substrat silicium de haute-résistivité afin de contrôler, au moyen de la puissance de l'éclairage, la réponse hyperfréquence d'un système déposé sur ce même substrat. De manière générale, le contrôle optique utilise l'effet photoconducteur qui consiste à créer des porteurs libres dans un substrat semiconducteur par injection optique. Les caractéristiques, et notamment la conductivité du substrat, sont alors localement modifiées et changent le comportement de l'onde hyperfréquence se propageant dans le substrat.

L'expérience la plus simple pour mettre en évidence la possibilité d'existence du contrôle optique consiste à interrompre une ligne microruban par un gap. Lorsque le gap n'est pas éclairé, l'onde hyperfréquence injectée en début de ligne est totalement réfléchi par le circuit ouvert présenté par le gap. En revanche, lorsque le gap est éclairé par un faisceau laser, une partie de l'onde hyperfréquence est transmise au-delà du gap. La puissance de l'onde hyperfréquence transmise dépend bien sûr de la puissance du faisceau laser et de sa longueur d'onde. Cette expérience, qui n'est autre que le premier interrupteur hyperfréquence contrôlé optiquement, montre bien que l'injection optique a permis d'augmenter la conductivité du substrat localement au niveau du gap, créant ainsi un milieu photo-induit que l'on peut appeler à un plasma.

1.1 Interaction optique-semiconducteur

A l'IMEP, les dispositifs hyperfréquences contrôlés optiquement sont réalisés sur un substrat **silicium haute résistivité** et sont éclairés de **façon permanente**. Les semiconducteurs, dont fait partie le silicium, jouent le double rôle d'isolant permettant la propagation hyperfréquence et de conducteur lorsqu'ils sont localement éclairés avec une longueur d'onde appropriée. En effet la physique du semiconducteur nous apprend que lorsqu'un semiconducteur non dégénéré est éclairé, des paires électrons trous peuvent être créées par absorption de photons sous la condition nécessaire que l'énergie $h\nu$ des photons soit supérieure à la largeur de bande interdite E_g du substrat comme indiqué sur la figure II.1.

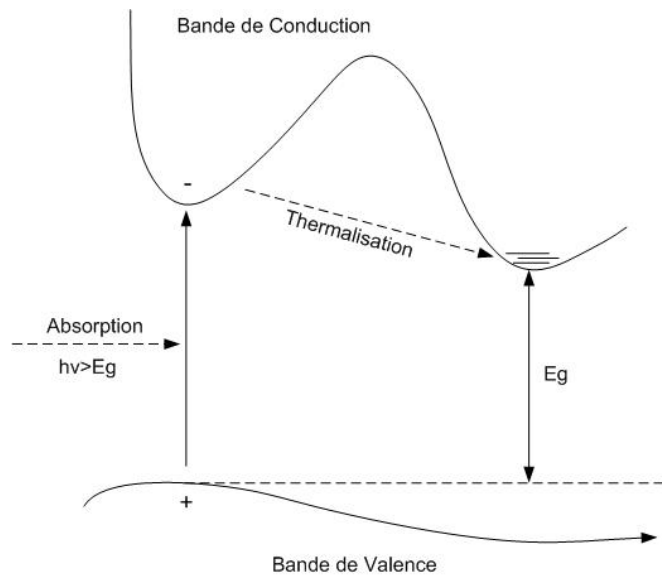


Figure II.1 : Absorption directe d'un photon par un semiconducteur à gap indirect [Mat01]

Dans notre cas le silicium est un semiconducteur à gap indirect donc l'électron monte d'abord dans la bande de conduction en absorbant plus d'énergie que nécessaire puis l'excédent d'énergie $h\nu - E_g$ est dissipé sous forme de chaleur lors de la thermalisation permettant à l'électron de redescendre en bas de la bande de conduction [Mat01].

Ainsi le calcul de la longueur d'onde maximale permettant l'absorption du photon peut être exprimé de la façon suivante :

$$\lambda_{lum}^{max} [\mu m] = \frac{hc}{E_g} = \frac{1,242}{E_g [eV]} \quad (II.1)$$

Dans le cas du silicium, $E_g = 1,12 eV$ pour une température de $300^\circ K$, nous obtenons alors $\lambda^{max} = 1,109 \mu m$. Le faisceau laser utilisé en pratique provenant d'une diode laser de longueur

d'onde de 830nm, convient donc bien au contrôle optique de composants sur substrat silicium.

A partir de ce point, tous les phénomènes physiques peuvent être résumés graphiquement comme dans la figure II.2, présentant le flux de photons (faisceau laser), la génération, la diffusion et la recombinaison.

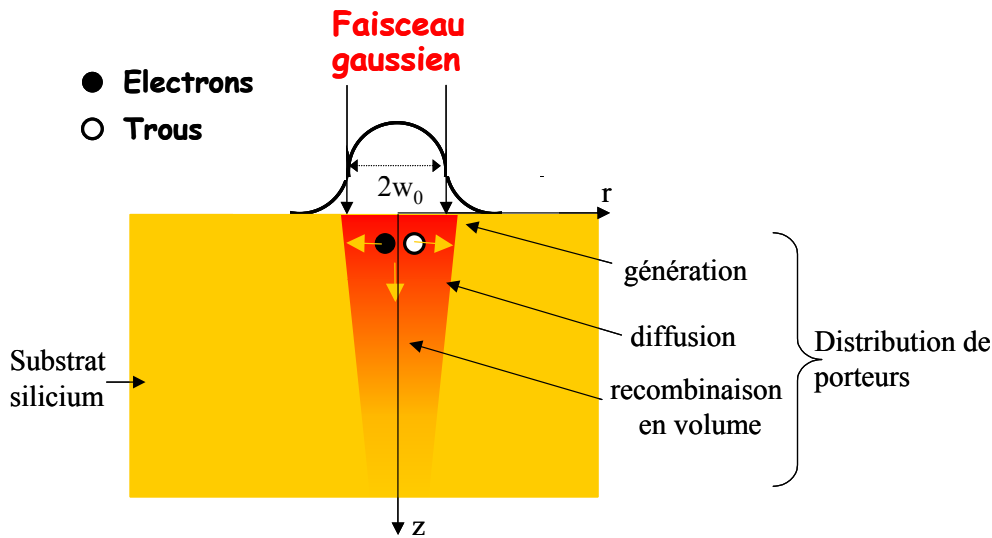


Figure II.2 : Explication graphique des phénomènes physiques mis en jeu lors de l'éclairement

1.1.1 Flux de photons

A présent, pour connaître la quantité de photons absorbée par le silicium lors de l'éclairement, il faut connaître la quantité Φ de photons réellement absorbée dans le volume du silicium à partir du flux Φ_0 de photons incident à la surface du silicium donné par l'équation:

$$\Phi_0 = \frac{I_{lum} \lambda_{lum}}{hc_0} = 5.10^{18} I_{lum} [W.cm^{-2}] \lambda_{lum} [\mu m] \quad (II.2)$$

où I_{lum} est la densité de puissance lumineuse incidente, λ_{lum} la longueur d'onde de la diode laser, h la constante de Planck, et c_0 la célérité de lumière dans le vide.

Cependant, une partie de la puissance lumineuse incidente est directement réfléchié à l'interface air-silicium selon le coefficient de réflexion en incidence normale $r = (\sqrt{\epsilon_r} - 1) / (\sqrt{\epsilon_r} + 1)$, le flux de photons effectivement transmis au substrat est donc

$$\Phi_t = (1 - r^2) \Phi_0 \quad (II.3)$$

Enfin le flux de photons, à l'intérieur du silicium, décroît de façon exponentielle dans la direction y de l'éclairement suivant un coefficient α désignant l'absorption dans le matériau. Cette décroissance n'a lieu que dans la direction z car les photons ne se déplacent que dans cette direction, en revanche la génération a lieu en volume puisque la zone d'éclairement est surfacique. Finalement nous obtenons donc la description du flux dans le silicium tel que :

$$\Phi = \Phi_t \exp(-\alpha z) = (1 - r^2) \Phi_0 \exp(-\alpha z) \quad (\text{II.4})$$

Différentes valeurs du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde utilisé et pour quelques semiconducteurs courant peuvent être trouvés sur la figure II.3 [Sze85]. Nous travaillons avec des dispositifs sur silicium de haute résistivité présentant une permittivité $\epsilon_r = 11,7$ éclairé par un faisceau laser permanent de longueur d'onde $\lambda = 830 \text{ nm}$. Ainsi, dans notre cas, nous obtenons un coefficient d'absorption $\alpha = 850 \text{ cm}^{-1}$ et une longueur de pénétration $1/\alpha \approx 12 \mu\text{m}$. De plus, en incidence normale, le coefficient de transmission à la surface du silicium $(1 - r^2)$ vaut 0,7.

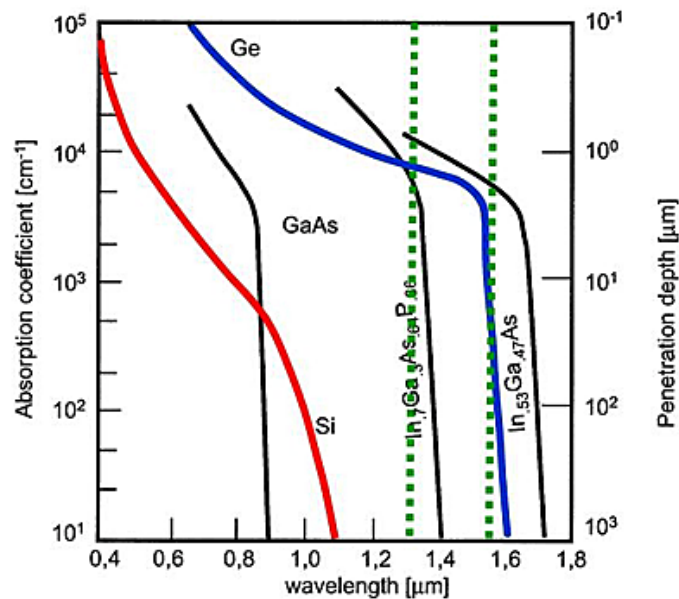


Figure II.3 : Coefficients d'absorption en fonction de la longueur d'onde d'éclairement [Sze85]

1.1.2 Processus de génération

A présent, nous avons vérifié que les photons émis par la source lumineuse pénètrent bien dans le silicium et que nous avons à notre disposition le flux de photons dans le substrat, nous

sommes en mesure de calculer le taux de génération de porteurs libres. En effet nous avons vu que, lorsqu'un photon est absorbé, il y a création d'une paire électron-trou et donc la relation suivante est immédiate $g_n=g_p=g$, où g_n et g_p sont respectivement les taux de génération des électrons et des trous. De plus, il est évident que si le flux de photons décroît, c'est que ceux-ci sont absorbés et qu'il y a génération de porteurs au coefficient d'efficacité quantique η_0 près, d'où :

$$g = -\eta_0 \frac{d\Phi}{dz} \quad (\text{II.5})$$

Enfin, en utilisant les équations (II.4) et (II.5), on obtient :

$$g(z) = \eta_0 \Phi_0 \alpha \exp(-\alpha z) = \eta_0 \alpha (1 - r^2) \frac{I_{lum} \lambda_{lum}}{hc_0} \exp(-\alpha z) = g_0 \exp(-\alpha z) \quad (\text{II.6})$$

1.1.3 Processus de recombinaison

Dès l'instant de la création de paires électron-trou, il y a mise en place du processus de recombinaison. En effet, la photo-génération crée un excès de porteurs libres dans les bandes de valence et de conduction par rapport à l'équilibre thermodynamique. Il existe trois types de recombinaison dans les matériaux semiconducteurs présentant des probabilités plus ou moins grande :

- les recombinaisons directes
- les recombinaisons indirectes en volume
- les recombinaisons indirectes en surface

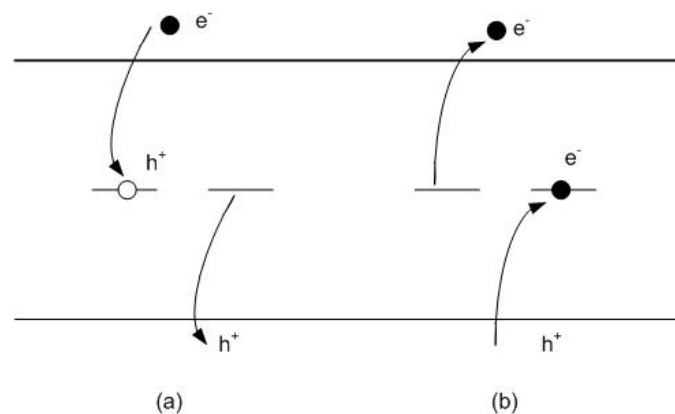


Figure II.4 : Recombinaisons indirectes et non-radiatives dans le silicium [Mat01]

(a) capture d'un électron et émission d'un trou, (b) émission d'un électron et capture d'un trou

Pour ce qui est du silicium, les recombinaisons s'effectuent principalement de façon indirecte et non radiative, définie comme l'effet Auger [Mat01]. Les impuretés ou les défauts de maille

introduisent dans la bande interdite des centres de recombinaison intermédiaires de niveau d'énergie E_r souvent proches du niveau de Fermi $E_r \approx E_{Fi}$ (figure II.4).

La statistique de Schokley-Read-Hall donne le taux de recombinaison en volume r_v tel que :

$$\begin{aligned} r_n &= \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad \text{avec} \quad \tau_n = \frac{\Delta n}{PN - n_i^2} \left[\tau_{p0}(N + n_i) + \tau_{n0}(P + n_i) \right] \\ r_p &= \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad \text{avec} \quad \tau_p = \frac{\Delta p}{PN - n_i^2} \left[\tau_{p0}(N + n_i) + \tau_{n0}(P + n_i) \right] \end{aligned} \quad (\text{II.7})$$

Où $\tau_{n,p}$ désigne la durée de vie respectivement des électrons et des trous, n_i la concentration intrinsèque, l'indice zéro désignant les durées de vie ou les concentrations à l'équilibre.

La vitesse de recombinaison en surface, définie comme étant la vitesse de recombinaison des porteurs libres au niveau de la surface du silicium, peut aussi être déterminée par la statistique de Schokley-Read-Hall. Cependant il faut prendre en considération que la concentration des défauts y est plus importante, due notamment à la rupture de la périodicité cristalline et que par voie de conséquence la durée de vie des porteurs y est plus faible.

Ainsi, les vitesses de recombinaison en surface des électrons et des trous d'après la statistique sont caractérisées par $r_s/\Delta n$ et $r_s/\Delta p$. Celles-ci dépendent de la qualité de la surface de la plaquette et donc de sa préparation, elles sont difficiles à caractériser une fois les étapes technologiques de fabrication terminées, mais dans le cas de nos dispositifs nous pouvons estimer qu'elles sont de l'ordre de 10^3 cm.s^{-1} , pour une surface polie avec un oxyde natif [Vaï00]. De plus nous montrerons dans le chapitre IV, qu'il est possible de négliger la vitesse de recombinaison en surface pour des valeurs inférieures à 10^3 cm.s^{-1} .

Aux endroits où le semiconducteur est recouvert, dans notre cas il l'est par du métal. Nous parlerons des types de contact metal-semiconducteur, influençant la recombinaison locale, dans le paragraphe II.2.2.

1.1.4 Processus de conduction et déplacement

Dans le semiconducteur éclairé, les porteurs libres créés sont soumis à un champ électrique E de pulsation ω . En effet, au niveau de la zone éclairée du semiconducteur, le milieu peut s'apparenter à un plasma dans lequel les particules libres, de charge q et de concentration N , oscillent autour de particules lourdes et fixes, les ions. Chaque particule libre est donc soumise à une force de rappel F_r :

$$\vec{F}_r = \frac{Nq^2}{\epsilon_0} \vec{s} \quad (\text{II.8})$$

où s représente le 'vecteur' d'élongation de la particule par rapport à sa position d'équilibre.

Si nous appliquons le principe fondamental de la dynamique à la particule de masse effective m^* qui est soumise à la force de rappel F_r , on peut définir par homogénéité de l'expression une pulsation que nous appellerons pulsation plasma ω_p :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Nq^2}{\epsilon_0 m^*}} \quad (\text{II.9})$$

Cette pulsation plasma prend une valeur d'environ $8,77.10^{12}$ rad.s⁻¹ que nous pouvons comparer à la pulsation de l'onde transmise dans le dispositif autour de $f=10$ GHz qui vaut $\omega=6,28.10^{10}$ rad.s⁻¹. Ainsi nous montrons que cette force de rappel devient négligeable devant la force d'origine électrique $F_e=qE$. Nous supposons de plus que les collisions des porteurs libres sur les particules lourdes sont représentées par la force de frottement $F_f=-m^*/\tau s'$ qui est proportionnelle à la vitesse de déplacement $s'=ds/dt$ de la particule libre et dans laquelle τ désigne le temps moyen entre 2 collisions ou temps de relaxation.

Si nous appliquons à présent l'équation du mouvement de la particule soumise à la force électrique F_e et à la force de frottement F_f , on obtient :

$$m^* \ddot{s} + \frac{m^*}{\tau} \dot{s} = q\vec{E} \quad (\text{II.10})$$

Le déplacement de ces particules dans le plasma crée donc un courant communément appelé courant de conduction et qui est proportionnel à E :

$$\vec{J}_c = \sigma \vec{E} = Nq\dot{s} \quad (\text{II.11})$$

La conductivité équivalente du plasma peut donc être déduite de l'équation du mouvement (II.10), de l'expression de la pulsation plasma (II.9), et avec la relation $s''=j\omega s'$, on obtient :

$$\sigma = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} (1 - j\omega\tau) \quad (\text{II.12})$$

A présent nous pouvons traduire les caractéristiques de ce plasma en termes de permittivité, en prenant en considération le courant de conduction J_c et le courant de déplacement $J_d=\epsilon_0\epsilon_r dE/dt$.

En notant $J_t=J_c+J_d$, nous obtenons $J_t=[\epsilon_0\epsilon_r+\sigma/(j\omega)] j\omega E = \epsilon_0\epsilon_p j\omega E$ avec

$$\epsilon_p = \epsilon_r - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} - j \frac{\tau}{\omega} \frac{\omega_p^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (\text{II.13})$$

où ϵ_p désigne la permittivité relative du plasma.

Par souci de clarté, le développement précédent a été réalisé en raisonnant sur un seul type de particule libre à la fois. Si nous voulons tenir compte de tous les types de porteurs dans le plasma, nous devons réécrire la permittivité relative du plasma ϵ_p comme la distribution des 2

types de porteurs en développant l'expression de la pulsation plasma pour chacun des types et nous obtenons [Lee80] :

$$\varepsilon_p = \varepsilon_r - \frac{q}{\varepsilon_0} \left[\frac{n\tau_e^2}{m_e^*(1+\omega^2\tau_e^2)} + \frac{p\tau_h^2}{m_h^*(1+\omega^2\tau_h^2)} + \frac{j}{\omega} \left(\frac{n\tau_e}{m_e^*(1+\omega^2\tau_e^2)} + \frac{p\tau_h}{m_h^*(1+\omega^2\tau_h^2)} \right) \right] \quad (\text{II.14})$$

où n et p sont les concentrations de porteurs, $m_e^* = 0,259.m_0 = 2,359.10^{-31} \text{kg}$ et $m_h^* = 0,38.m_0 = 3,462.10^{-31} \text{kg}$ les masses effectives des électrons et des trous, $\tau_e = 0,221 \text{ps}$ et $\tau_h = 0,13 \text{ps}$ les temps de relaxation.

Si nous repartons de l'équation (II.13), nous pouvons la simplifier en posant que, dans la gamme de fréquence de l'ordre du GHz et de la dizaine de GHz (les ondes millimétriques), la pulsation ω est négligeable devant l'inverse du temps de relaxation $\tau_{e,h}$. Avec ces hypothèses nous pouvons écrire la permittivité plasma telle que :

$$\varepsilon_p = \varepsilon_r - \omega_p^2 \tau^2 - j \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega} \quad (\text{II.15})$$

Ce qui donne après développement de la pulsation plasma, séparation des deux types de particules et introduction de la mobilité μ définie telle que $\mu = \frac{q.\tau}{m^*}$:

$$\varepsilon_p = \varepsilon_r - \frac{e}{\varepsilon_0} (\tau_h \mu_p + \tau_e \mu_n) \Delta n - j \frac{e}{\omega \varepsilon_0} (\mu_n + \mu_p) \Delta n \quad (\text{II.16})$$

Sur la figure II.5, nous présentons la valeur absolue de la partie réelle de cette permittivité plasma. La conductivité, définissant la partie imaginaire, étant continue par rapport à la concentration n'est pas présentée ici. D'après cette courbe, nous pouvons conclure que la zone éclairée du semiconducteur présente les caractéristiques d'un conducteur à partir d'une concentration $\Delta n = 10^{16} \text{cm}^{-3}$ puisque la partie réelle de sa permittivité devient négative.

Ceci nous donne donc la description de la permittivité plasma en fonction de la concentration de porteurs libres (électrons et trous) dans le volume à un instant t donné. Nous allons à présent décrire l'évolution des porteurs dans le plasma en fonction des coordonnées d'espace et du temps.

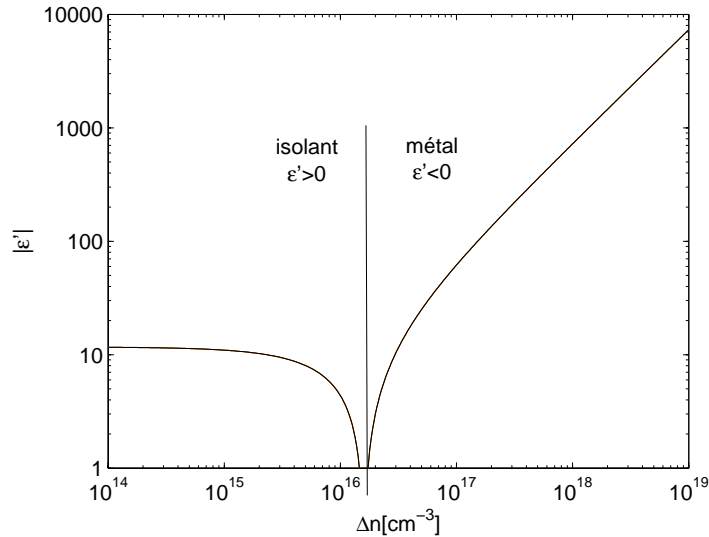


Figure II.5 : Module de la partie réelle de la permittivité plasma et conductivité plasma en fonction de la concentration de porteurs dans le semiconducteur

1.1.5 Principe d'évolution des concentrations de porteurs

Afin de garantir l'électroneutralité dans le plasma, il faut considérer un troisième type de courant qui tend à redistribuer les porteurs libres en les faisant diffuser depuis les zones de concentrations les plus fortes vers les moins élevées. Il s'agit des courants de diffusions J_{dn} et J_{dp} qui sont proportionnels aux gradients de concentrations :

$$\begin{aligned} \vec{J}_{dn} &= qD_n \vec{\nabla} n \\ \vec{J}_{dp} &= -qD_p \vec{\nabla} p \end{aligned} \quad (\text{II.17})$$

Nous pouvons également séparer les courants de conduction des deux types de porteurs en les exprimant par rapport à leurs mobilités respectives μ_n et μ_p :

$$\begin{aligned} \vec{J}_{cn} &= qn\mu_n \vec{E} \\ \vec{J}_{cp} &= qp\mu_p \vec{E} \end{aligned} \quad (\text{II.18})$$

En regroupant ces courants de transport (conduction et diffusion) pour chaque type de porteurs, nous pouvons écrire les équations traduisant la continuité de charge n et p respectivement :

$$\begin{aligned}\frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_n + g_n - r_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_p + g_p - r_p\end{aligned}\quad (\text{II.19})$$

avec $J_n = J_{dn} + J_{cn}$, $J_p = J_{dp} + J_{cp}$, et les termes $g_n = g_p = g$ et $r_{n,p}$ exprimés dans les équations (II.5) et (II.7).

A ces équations, il convient d'ajouter l'équation de Poisson qui traduit l'existence d'une charge d'espace due aux différences de mobilité des électrons et des trous :

$$\nabla \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r \varepsilon_p \vec{E}) = \rho \quad (\text{II.20})$$

Cette charge d'espace induit un champ électrique interne E_i qui accélère les porteurs les plus lents et qui ralentit les plus rapides. Le champ électrique total $E = E_i + E_a$ résulte donc d'une triple contribution provenant du champ électrique interne, et du champ hyperfréquence appliqué au dispositif contrôlé.

Nous avons donc un problème complexe à résoudre, où les inconnues sont notamment n , p et E_i dépendantes des coordonnées de l'espace et de temps.

1.1.6 Introduction de l'équation ambipolaire

Dans les paragraphes précédents ont été définis les phénomènes de génération, diffusion et recombinaison. A présent, nous allons rassembler ces équations afin d'obtenir une équation décrivant la concentration de porteurs dans le silicium.

Dans un premier temps et pour simplifier le calcul dans cette partie introductive, nous allons étudier les phénomènes uniquement dans l'axe du faisceau optique z apparaissant comme une direction privilégiée pour étudier la diffusion des porteurs dans le semiconducteur (cf figure II-4). Le développement plus complexe de ce calcul en trois dimensions sera présenté dans le chapitre III. Nous allons donc résoudre les équations de continuité de la charge (II.19) suivant un modèle 1D et donc présentant des dérivées suivant z .

Compte tenu du rapport important qui existe entre les temps de relaxation τ_e , τ_h [ps] et la durée de vie des porteurs τ_n , τ_p [μs], nous pouvons considérer que la neutralité électrique est rétablie en un temps infiniment plus bref que son retour à l'équilibre. En rappelant que nous travaillons en éclairage permanent, l'égalité des concentrations des électrons et des trous en excès ($n(z,t) - n_0 \approx p(z,t) - p_0$) par rapport à leur concentration à l'équilibre est donc constamment vérifiée dans le processus de photogénération.

Si on considère que $\tau_{n0} = \tau_{p0} = \tau_0$ [Hai96], on obtient que $\tau_n = \tau_p = \tau_a$ et donc facilement d'après (II.7) que $r_n = r_p = r_a$ avec

$$r_a = \frac{\Delta n}{\tau_a} \text{ avec } \tau_a = \tau_0 \frac{p+n+2n_i}{p_0+n_0+\Delta n} \text{ si } \Delta n = \Delta p \quad (\text{II.21})$$

Nous allons donc traduire les équations de continuité de la charge par rapport à $\Delta n = \Delta p$, sous un régime d'éclairement permanent. En utilisant les expressions des courants J_n et J_p , et en projetant sur l'axe optique z , l'équation (II.19) devient :

$$\begin{aligned} 0 &= \mu_n E \frac{\partial \Delta n}{\partial z} + \mu_n n \frac{\partial E}{\partial z} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial z^2} + g_0 \exp(-\alpha z) - \frac{\Delta n}{\tau_a} \\ 0 &= \mu_p E \frac{\partial \Delta n}{\partial z} + \mu_p p \frac{\partial E}{\partial z} + D_p \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial z^2} + g_0 \exp(-\alpha z) - \frac{\Delta n}{\tau_a} \end{aligned} \quad (\text{II.22})$$

Si nous multiplions les deux équations ci-dessus respectivement par $p\mu_p$ et $n\mu_n$ avant de les additionner membre à membre, nous obtenons l'équation suivante en tenant compte de la relation d'Einstein $D/\mu = k_B T/e$:

$$D_a \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial z^2} + \mu_a E \frac{\partial \Delta n}{\partial z} - \frac{\Delta n}{\tau_a} = -g_0 \exp(-\alpha z) \quad (\text{II.23})$$

avec

$$\begin{aligned} D_a &= \frac{(p+n)D_n D_p}{pD_p + nD_n} \\ \mu_a &= \frac{(p+n)\mu_n \mu_p}{p\mu_p + n\mu_n} \\ \tau_a &= \tau_0 \frac{p+n+2n_i}{p_0+n_0+\Delta n} \end{aligned} \quad (\text{II.24})$$

Rappelons de plus que le champ E présent ici représente le champ total auquel sont soumis les porteurs libres et que le terme de droite représente la génération de porteurs.

L'équation (II.23) est connue comme l'équation de diffusion ambipolaire. Les coefficients D_a , μ_a et τ_a sont respectivement les constantes de diffusion, mobilité et durée de vie ambipolaire. Cette équation traduit donc la diffusion des paires électron-trou photo-générées sous éclairage continu. Cependant, nous sommes en présence d'une équation différentielle du second degré en (y,z) avec un second membre non constant et des coefficients D_a , μ_a et τ_a qui dépendent de l'inconnue Δn .

Cependant, l'étude approfondie de ces coefficients montre qu'il existe 3 cas de figure distincts pour leurs valeurs en fonction de Δn . En effet, nous pouvons différencier trois états d'injection dans le semiconducteur, faible, forte et intermédiaire. Les niveaux de concentrations séparant ces trois états étant de 10^{10}cm^{-3} et 10^{14}cm^{-3} , nous ferons l'hypothèse

que nous sommes **toujours en forte injection**. Nous verrons plus tard que cette hypothèse est largement vérifiée notamment à cause du fait que nous sommes en régime d'éclairement permanent. Cela se traduit au niveau de nos coefficients par le fait que D_a et τ_a deviennent des constantes. Pour le cas de la mobilité, en forte injection, les porteurs sont en trop grand nombre pour pouvoir se déplacer librement dans la structure cristalline et il vient donc que la mobilité ambipolaire chute de manière exponentielle par rapport à la concentration des porteurs libres. Ainsi l'hypothèse de forte injection nous permet d'utiliser les constantes suivantes comme valeurs pour ces coefficients :

$$\left\{ \begin{array}{l} D_a = \frac{2D_n D_p}{D_p + D_n} \\ \mu_a = 0 \\ \tau_a = 2\tau_0 \end{array} \right. \quad (\text{II.25})$$

Ainsi, pour obtenir la concentration de porteurs libres photo-générés dans le substrat sous éclairage permanent, il nous reste à résoudre l'équation (II.23) en utilisant ces coefficients. Dans un premier temps nous allons nous baser sur les résultats d'un logiciel de simulation numérique, Atlas et Luminous de Silvaco, permettant l'analyse de cette injection optique, ceci afin d'obtenir un premier résultat avec lequel nous pourrions comparer les résultats semi-analytiques mais aussi dans le but de valider la possibilité de créer un modèle électromagnétique à partir de la concentration de porteurs.

2 Calcul numérique de la concentration de porteurs

Afin de faire un premier calcul de la concentration de porteurs dans le volume du silicium, nous avons fait appel à un logiciel commercial, censé prendre en compte un maximum des phénomènes physiques mis en jeu. Le logiciel que nous avons choisi est un package de logiciel commercialisé par Silvaco, nous allons donc succinctement le présenter puis nous présenterons les résultats que nous avons obtenus.

2.1 Présentation du logiciel

D'après le guide de l'utilisateur [Sil02], Atlas est un logiciel permettant de simuler les comportements électrique, optique et thermique des dispositifs sur semiconducteur. Atlas présente une analyse directement basée sur la physique du semiconducteur. Concrètement, l'outil de simulation de Silvaco est composé de plusieurs éléments apportant chacun une partie de l'édifice permettant de simuler notamment la photogénération. Pour cela, nous avons utilisé cinq de ces programmes faisant partie du 'package' Silvaco.

- Deckbuild permet de définir la géométrie des différents matériaux.
- S-Pisces permet la définition des caractéristiques physiques des matériaux et le cas échéant, calcule les paramètres déductibles de ces caractéristiques.
- Atlas est le noyau du logiciel. Celui-ci permet de faire le lien entre tous les autres éléments, et permet de réaliser le calcul des équations physiques en utilisant notamment la méthode des éléments finis comme base de calcul.
- Luminous est une extension de Atlas spécialement conçue pour modéliser l'absorption et la photogénération dans les dispositifs à base de semiconducteurs.
- TonyPlot est utilisé pour la visualisation des résultats et leurs extractions le long de ligne de coupe.

2.2 Résultats de Silvaco

Ce logiciel de simulation nous permet donc résoudre les équations de continuité, de génération et de recombinaison qui nous ont permis d'obtenir l'équation (II.23) mais sans se placer dans un mode ambipolaire puisqu'il calcule indépendamment les concentrations d'électrons et de trous. Celui-ci utilise différents modèles : Shockley-Read-Hall, Auger ou Selberherr pour les plus connus, ainsi que différents types de résolution numérique tels que ceux de Gummel, Block et Newton.

Dans notre cas les simulations sont réalisées en utilisant les statistiques de Shockley-Read-Hall et Auger pour les phénomènes de génération et de recombinaison. Les caractéristiques du silicium sont rappelées dans le tableau 1.

	Caractéristiques	Valeurs
Silicium	Permittivité : ϵ_r	11,8
	Durée de vie : $\tau_n = \tau_p$	2 μ s
	Mobilité des électrons : μ_n	1350 $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
	Mobilité des trous : μ_p	480 $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
	Energie du gap : $E_g @ 300^\circ\text{K}$	1,12 eV
	Epaisseur : h	400 μ m
Faisceau laser	Longueur d'onde : λ	830 nm
	largeur de la zone d'éclairement	50 μ m

Tableau II.1: Caractéristiques de la simulation dans Silvaco

Nous avons extrait les résultats concernant une ligne microruban ouverte éclairée en fin de ligne par le faisceau laser décrit ci-dessus. Nous avons d'abord travaillé en microruban puisque historiquement, c'est sur ce type de structures que nous avons commencé le travail de recherche sur le contrôle optique. Nous verrons par la suite que cela ne change que très peu les phénomènes de photogénération dans le silicium. Ainsi sur les graphiques de résultats, on peut voir un plan de masse en face arrière du substrat et une épaisseur de 400 μ m alors que celle-ci deviendra 525 μ m par la suite pour les dispositifs coplanaires.

Comme dans tout logiciel de simulation numérique de structures 2D ou 3D, le maillage présente une importance capitale puisqu'il peut apporter de nombreuses erreurs. Un maillage 'trop' fin augmente le temps de calcul exponentiellement et peut parfois empêcher le simulateur de converger alors qu'un maillage trop lâche ne permet pas de prendre en compte tous les phénomènes, augmente donc les erreurs de calcul et diminue la précision du résultat. Il est donc important de commencer par l'étude de maillage afin de trouver un bon compromis entre le temps de calcul et la précision. Sous Silvaco, ce compromis peut être obtenu en maillant précisément les zones proches de la surface éclairée et en relâchant le maillage au fur et à mesure de l'éloignement de cette zone.

Il existe deux types de contact entre la ligne et le semiconducteur, le contact type Schottky et le contact type ohmique. En pratique, celui-ci se détermine au moment de la fabrication du dispositif. Pour obtenir un contact Schottky, le métal est déposé directement sur le semiconducteur intrinsèque et il se crée donc une barrière de potentiel bloquant une grande partie des électrons et des trous dans le substrat. Pour fabriquer un dispositif avec un contact

ohmique, il est nécessaire de pré-doper le silicium sous le métal. Ce type de contact assure un meilleur transit des porteurs libres depuis le semiconducteur vers le métal puisque la barrière de potentiel existant dans le contact Schottky est atténuée par le dopage. L'utilisation d'un logiciel complet, comme Silvaco, permet ici l'étude rapide des deux types de contact même si tous nos dispositifs sont réalisés avec un contact Schottky qu'ils soient en technologie microruban ou plus tard en coplanaire.

Enfin, la vitesse de recombinaison en surface est une donnée source de la simulation sous Silvaco. Ainsi il nous faut la définir, mais comme nous l'avons annoncé plus tôt, elle est très difficile à appréhender. Dans notre cas, nous l'avons estimée à 10^3cm.s^{-1} [Vai00], mais lors de nos simulations, nous avons utilisé une vitesse nulle pour éviter de compliquer le problème, par la suite nous vérifierons que la différence entre ces deux valeurs fait peu varier le résultat.

Sur les figures II.6 et II.7 sont représentés les résultats de la simulation sous Silvaco respectivement dans le cas d'un contact Schottky et d'un contact ohmique.

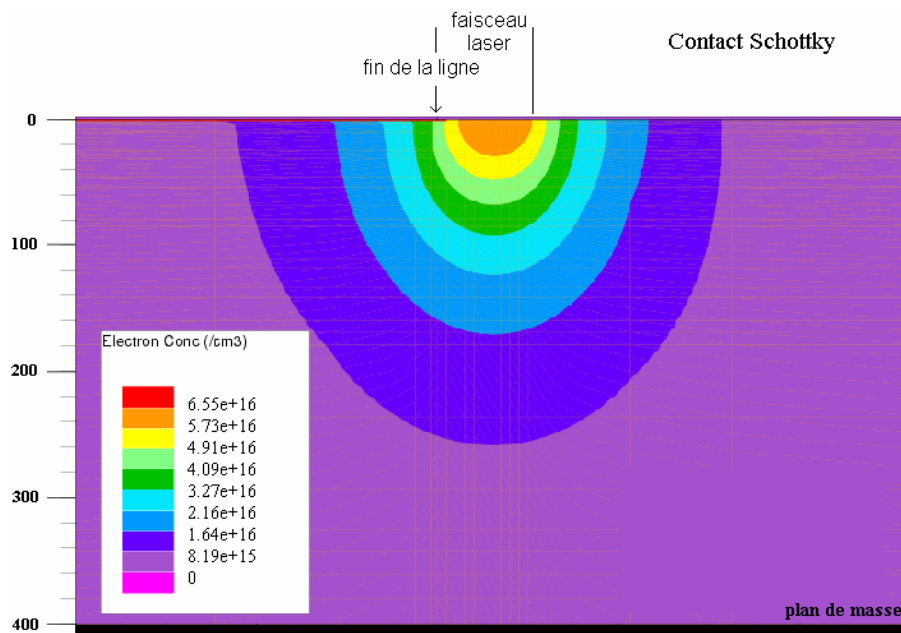


Figure II.6 : Concentration de porteurs dans le cas d'un contact Schottky

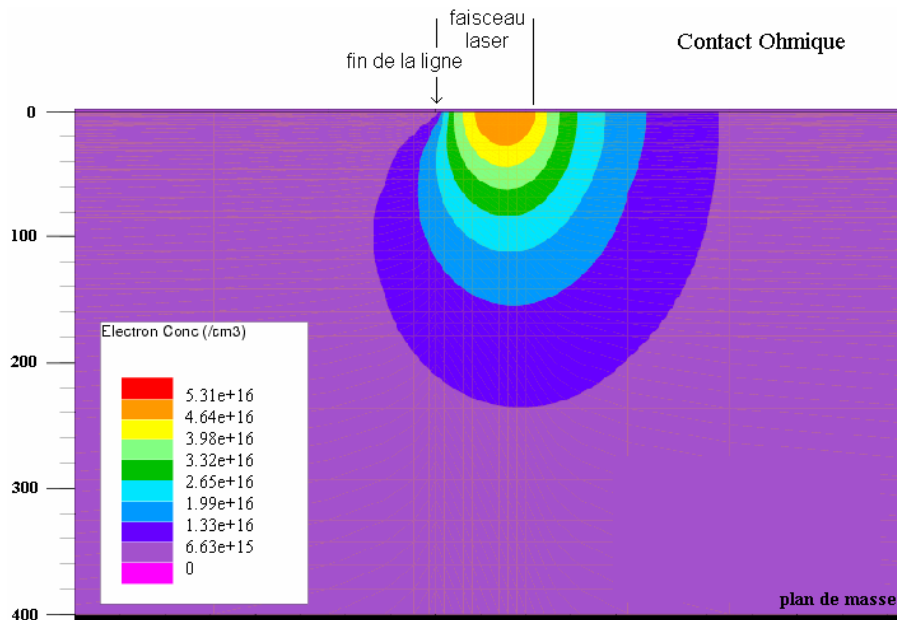


Figure II.7 : Concentration de porteurs dans le cas d'un contact ohmique

Plusieurs remarques sont intéressantes sur ces deux graphes :

- 1) La plus grande différence réside dans le type contact. Dans le cas du contact ohmique, la concentration de porteurs en excès sous la ligne est nulle, ce qui est dû à une fuite dans le conducteur. Alors que dans le cas du contact Schottky, il y a accumulation de charges sous la ligne en raison de la barrière de potentiel.
- 2) Jusqu'ici, pour simplifier, nous n'avons parlé que de la diffusion vers la profondeur du substrat mais à la vue de ces résultats nous pouvons déjà estimer que celle-ci est aussi valable dans la direction orthogonale à la profondeur, i.e. la direction radiale
- 3) Dans le cas d'un contact Schottky, qui est notre cas pratique, nous obtenons des demi-disques d'équi-concentration. Cette caractéristique sera discutée et expliquée plus tard puisque c'est sur celle-ci que va se baser le modèle électromagnétique.

Afin de mieux appréhender le gradient de concentration existant dans le substrat, nous nous proposons de présenter la concentration de porteurs libres en excès le long d'une ligne de coupe dans le sens de la hauteur et dans la direction radiale. Les figures II.8 présentent ces deux coupes et permettent à nouveau de visualiser la faible différence de diffusion dans les deux directions. A droite, nous avons fait un zoom sur les 100 premiers micromètres, qui sont les plus intéressants puisque au delà de cette distance le silicium redevient quasiment intrinsèque.

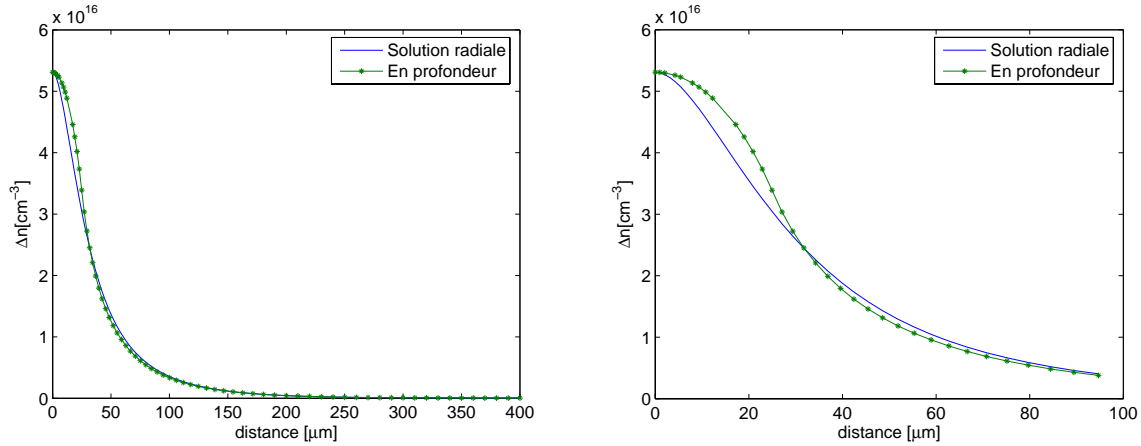


Figure II.8 : Concentrations de porteurs libres suivant les directions de la profondeur et radiale

2.3 Explication de la forme sphérique

Sur la figure II.6, les courbes d'équi-concentration de porteurs libres au sein du substrat semiconducteur présentent une forme étonnamment circulaire. Nous allons ici tenter d'expliquer cette particularité qui nous sera bien utile par la suite lors du développement du modèle électromagnétique de l'injection optique.

La première remarque permettant de mettre en place cette forme vient de l'équation (II.17) exprimant le fait que le courant de diffusion des porteurs est directement proportionnel au gradient de concentration. Ainsi, nous pouvons en conclure que la diffusion des porteurs se fait de manière parfaitement identique dans toutes les directions. Par voie de conséquence, on imagine aisément que si la quantité de photons absorbés par le substrat lors de l'éclairement présente une forme de demi-sphères alors la concentration de porteurs dans le semiconducteur présentera cette même forme.

Ainsi il reste donc à analyser la zone où la génération de paires électron-trou est prépondérante. Dans la direction de la profondeur, nous savons que l'absorption de photons décroît (voir l'équation (II.4)) suivant une loi exponentielle en $-\alpha y$. Ainsi la longueur de pénétration, qui n'est autre que la profondeur telle que l'absorption est divisée par e^1 , vaut $y_0=1/\alpha$ soit $12\mu\text{m}$.

Dans l'autre direction, la distance au centre telle que l'absorption est divisée par e^1 par rapport au centre du faisceau correspond à la distance définie comme le 'waist' ω_0 du faisceau en sortie de fibre. En estimant que en sortie de la fibre, le profil du mode principal est gaussien. En première approximation ce 'waist' peut être défini par rapport au rayon $a=25\mu\text{m}$ du cœur de la fibre tel que $\omega_0=0,65*a$, ce qui dans notre cas vaut $\omega_0=16,25\mu\text{m}$ [Sal91]. Cette valeur

est donc à comparer avec y_0 , et nous pouvons donc approximer que la zone où la génération est supérieure à la recombinaison présente une forme quasi sphérique et enfin, grâce à la diffusion isotrope, la concentration de porteurs dans le semiconducteur présentera une forme sphérique. Cette remarque n'est évidemment valable qu'avec une fibre de $50\mu m$ de diamètre de cœur comme dans notre cas, puisque pour arriver à cette conclusion il faut que le 'waist' et la longueur de pénétration soit quasiment identique. Pour mémoire, dans le cas d'une fibre monomode à 830nm, le diamètre de cœur de la fibre est de $5\mu m$ et donc la génération ne présente pas une forme sphérique mais plutôt ovoïdale dans la direction de la profondeur.

Ainsi, nous connaissons la concentration de porteurs dans le substrat semiconducteur éclairé en permanence, de plus nous en connaissons une caractéristique importante, nous pouvons donc à présent modéliser cette charge photo-induite dans un logiciel électromagnétique afin de simuler le comportement hyperfréquence de cette charge et du dispositif optiquement contrôlé.

3 Modélisation sous CST

Dans ce chapitre, nous nous proposons de présenter une première modélisation de la charge photo-induite dans un logiciel de simulation électromagnétique, CST Microwave Studio. Nous allons donc dans un premier temps présenter le logiciel comme nous l'avons fait avec les logiciels de Silvaco, puis nous présenterons le modèle développé pour enfin obtenir des résultats de simulation numérique qui seront comparés aux premiers résultats pratiques.

3.1 Présentation du logiciel

CST Microwave Studio est un logiciel de simulation électromagnétique de structures passives en 3-Dimensions basée sur la résolution des équations de Maxwell suivant la technique des équations intégrales (Finite Integration Technique) [Wei77]. Cette méthode numérique offre une discrétisation de l'espace permettant la description directement en 3-Dimensions de tous les composants des systèmes décrits, ce qui lui permet d'être appliqué à de nombreux problèmes électromagnétiques allant du statique aux hyperfréquences en analyses temporelle et fréquentielle. De plus, contrairement à la plupart des logiciels de simulation électromagnétique, CST, de par sa méthode, discrétise la forme intégrale des équations de Maxwell plutôt que leurs formes différentielles.

CST nous permet donc de décrire nos dispositifs hyperfréquences à contrôler tels qu'ils sont réalisés en pratique par un empilement de couches de matériaux ayant pour caractéristique soit la permittivité et la tangente de pertes, dans le cas d'un semiconducteur, soit la conductivité électrique dans le cas d'un métal à pertes, pour ne citer que les deux matériaux dont sont composés nos dispositifs.

3.2 Modélisation électromagnétique de la charge photo-induite

Dans le paragraphe II.2.2, nous avons présenté les résultats obtenus à l'aide des logiciels de Silvaco pour ce qui concerne la répartition de porteurs dans le semiconducteur éclairé de façon permanente. De plus nous avons explicité dans le paragraphe II.2.3 l'isotropie de l'évolution de la concentration dans le substrat dans le cas d'une fibre optique présentant un diamètre de cœur de 50 μ m. Nous nous proposons donc dans ce paragraphe de décrire le

modèle que nous avons développé afin de pouvoir transférer les résultats de Silvaco dans le logiciel de simulation électromagnétique CST Microwave Studio.

Le développement de ce modèle se base sur quatre remarques concernant les logiciels utilisés et leurs résultats :

- Silvaco permet de calculer la concentration de porteurs photo-générés dans le volume du semiconducteur à chaque point de maillage distant de 1 à 10 μm .
- CST ne permet pas de discrétiser et de mailler aussi finement le substrat et ne permet de décrire le semiconducteur que par sa permittivité et sa tangente de perte ou sa conductivité.
- La concentration de porteurs dans le semiconducteur présente une symétrie sphérique
- CST permet aisément de décrire des zones de matériaux différents présentant des formes cartésiennes et sphériques.

Ainsi à partir de ces critères, nous avons décidé de discrétiser la concentration de porteurs injectés sous la forme de demi-sphères concentriques ayant pour centre le centre du faisceau lumineux incident et présentant une conductivité constante. La conductivité de chaque sphère a pour valeur la conductivité moyenne de la zone qu'elle représente et est calculée comme suit :

$$\sigma = e \left[\mu_n (n_0 + \Delta n) + \mu_p (p_0 + \Delta p) \right] \quad (\text{II.26})$$

Les diamètres de ces différentes demi-sphères sont calculés afin de discrétiser au mieux la courbe de concentration de la figure II.8 et prennent, dans notre cas, des valeurs allant de 12 μm pour la plus petite à 150 μm pour la plus grande. Ces valeurs correspondent, pour la plus petite, à la zone de génération, et pour la plus grande, à la distance à partir de laquelle le silicium redevient quasiment intrinsèque. Mais elles ne dépendent pas de la puissance lumineuse à partir du moment où nous estimons que nous sommes en forte injection. Pour ce qui concerne la valeur de la conductivité de chaque zone, elle dépend directement de la puissance incidente puisqu'elle dépend de Δn et Δp . En revanche, le rapport entre les conductivités de deux zones successives ne dépend pas de la puissance et reste donc constant dans toutes nos simulations. Ces conductivités sont donc décrites dans nos simulations comme la multiplication par un coefficient de la conductivité maximale présenté par la plus petite sphère. Pour illustrer le phénomène permettant d'en arriver à ces conclusions, il est nécessaire de résoudre analytiquement l'équation de diffusion ambipolaire (II.23) et se rendre compte que la concentration de porteurs dans le silicium est définie par une exponentielle décroissante, ne dépendant pas de la puissance optique injectée, multipliée par le taux de génération g_0 , incluant la dépendance à cette puissance optique. Ce résultat sera présenté dans le chapitre III, lors de la résolution analytique par les transformées de Hankel et de Green.

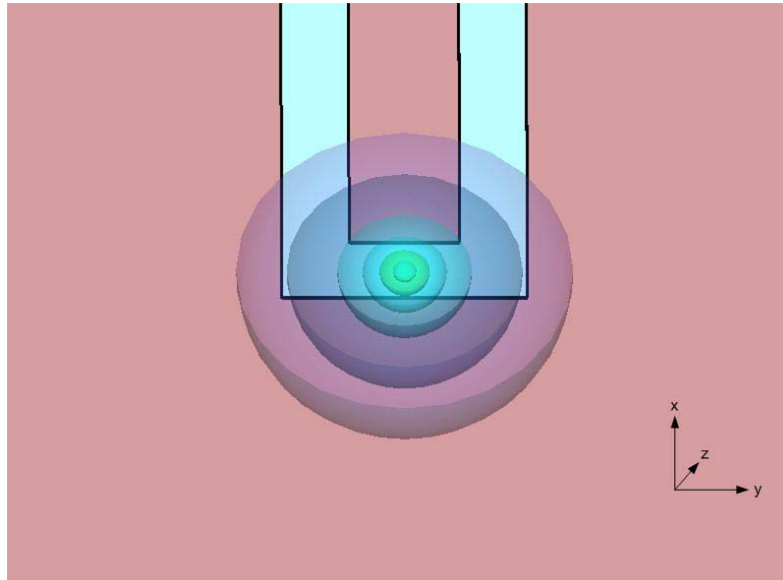


Figure II.9 : Représentation tridimensionnelle de la charge photo-induite sous CST

La vue des demi-sphères sous CST, étant le modèle électromagnétique de la charge photo-induite, est présentée dans le cadre de la simulation d'une ligne à stub éclairée en bout de stub en technologie coplanaire dans la figure II.9.

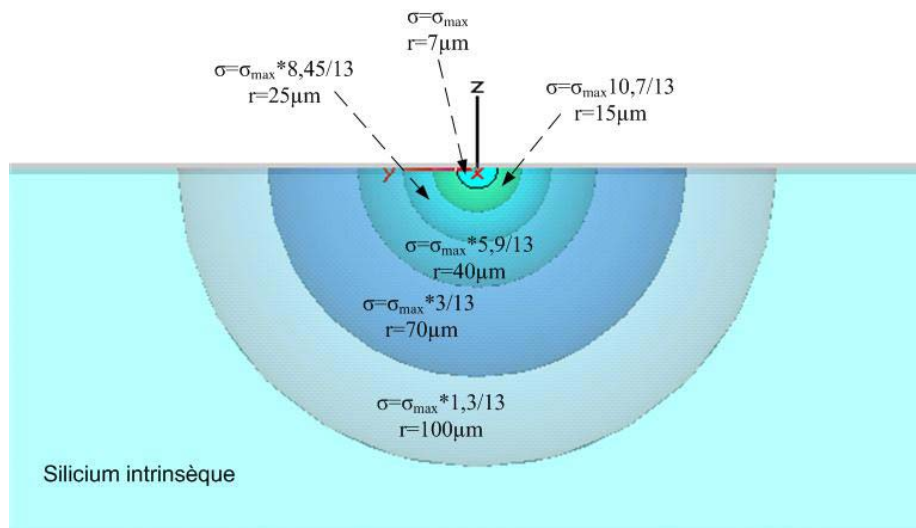


Figure II.10 : Représentation bidimensionnelle du modèle de la charge photo-induite

La figure II.10 permet de mieux appréhender en 2 dimensions et graphiquement toute la description du modèle électromagnétique de l'injection optique de porteurs que nous venons de faire. Celle-ci n'est autre que la coupe de la figure II.9, sur une surface passant par le centre du faisceau et orthogonale au stub. Sont représentées les demi-sphères avec leurs conductivités et leurs diamètres respectifs, toujours dans le cas d'une simulation d'une ligne à stub avec éclairage permanent en bout de stub.

3.3 Résultat numérique

Nous avons montré depuis le début de ce chapitre qu'il est possible de simuler séparément mais de façon numérique la partie optique et la partie électromagnétique du problème posé par le contrôle optique de composants hyperfréquences. Dans cette section, les résultats de la simulation sous CST, utilisant les résultats de Silvaco, vont être présentés et comparés aux mesures effectuées. Le détail de ces mesures et de leurs mises en œuvre seront présentés dans le chapitre IV qui résumera tous les résultats, ainsi dans ce chapitre, ceux-ci seront présentés de façon succincte avec une description brève de la structure analysée.

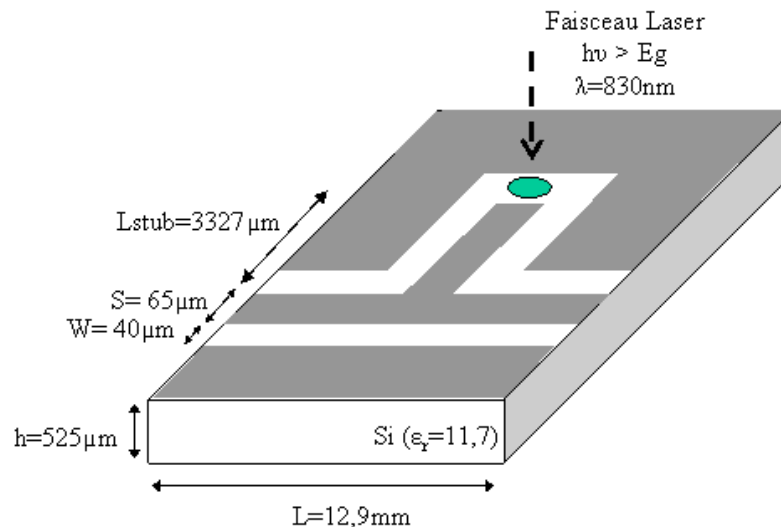


Figure II.11 : Caractéristiques physiques et géométriques de la ligne à stub

Pour tester notre modèle de simulation, nous l'avons tout d'abord appliqué à des dispositifs en technologie microruban mais ceux-ci n'étant pas l'objet de cette thèse, leurs résultats ne seront pas présentés. On pourra trouver des résultats utilisant ce modèle dans la littérature [Gar04]. En revanche nous allons présenter ici les résultats de la simulation pour laquelle le

modèle est présenté ci-dessus, c'est-à-dire la simulation de la ligne à stub. Les caractéristiques de cette ligne sont présentées sur la figure II.11. La longueur du stub est définie de façon à obtenir une fréquence de réjection autour de $f=9GHz$ et les dimensions de la ligne sont calculées afin d'obtenir une impédance caractéristique de $Z_c=50Ohms$.

Ainsi après simulation de l'injection optique grâce aux logiciels de Silvaco, traduction de la concentration obtenue en demi-sphères de conductivité constante sous CST et simulation de la partie électromagnétique sous CST, nous obtenons les résultats de la figure II.12 pour des conductivités de la plus petite sphère du modèle sous CST (i.e. conductivité maximale et de référence) allant de $\sigma=0S.m^{-1}$ à $\sigma=50S.m^{-1}$. Ces valeurs seront comparées à des mesures présentant une puissance optique en sortie de fibre allant de $P_{opt}=0 mW$ jusqu'à $P_{opt}=75 mW$.

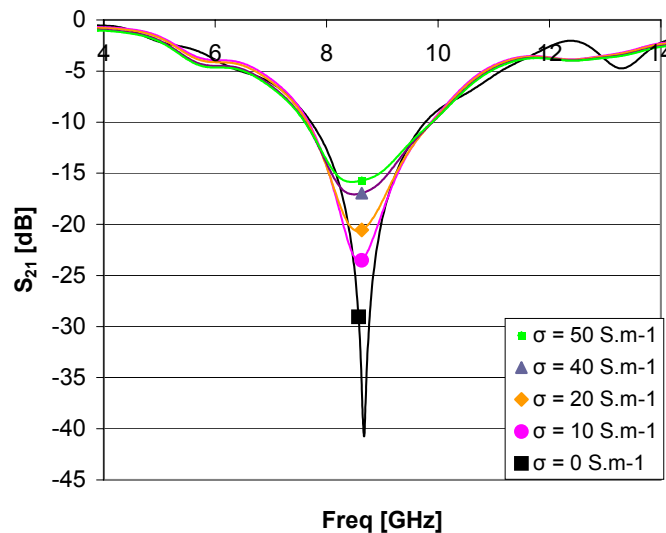


Figure II.12 : Résultats de simulation d'une ligne à stub sous CST suivant différentes conductivités

Pour valider ces résultats, nous avons mesuré le dispositif présenté figure II.11. Ces mesures ont été réalisées sur un analyseur de réseau vectoriel (HP8510C) sous pointes présentant un pitch de $150\mu m$, et grâce à un calibrage SOLT ne prenant pas en compte les pertes des pointes, leurs contacts et les pertes de propagation le long de la ligne d'accès. Le faisceau laser est apporté sur la surface du silicium par une fibre optique depuis la diode laser de longueur d'onde $\lambda=830 nm$. Ces mesures sont présentées sur la figure II.13 pour des fréquences allant de 4 à 14 GHz pour pouvoir les comparer aux simulations ci dessus alors que les mesures originales ont été réalisées entre 800 MHz et 20 GHz telles qu'elles seront présentées dans le chapitre IV.

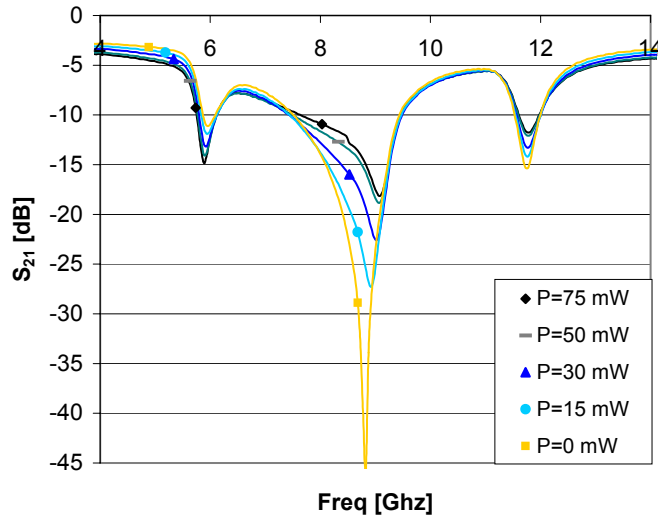


Figure II.13 : Mesures d'une ligne à stub éclairée en bout de stub suivant différentes puissances d'éclairément

Nous pouvons voir apparaître deux réjections parasites dans le cas de nos mesures. Ces réjections sont dues à une rupture de la symétrie de notre plan de masse à cause du stub. Elles seront analysées et expliquées dans le chapitre IV, pour en arriver à la conclusion, qu'il manque des boundings au dessus de notre stub pour rétablir la symétrie de l'onde après le stub. Cependant, leur présence ne gêne pas l'analyse de notre modèle puisque les fréquences de ces rejections parasites sont clairement dissociées de la bande de fréquence qui nous intéresse ici.

Nous pouvons déjà remarquer que le comportement du dispositif autour de la zone de réjection semble correctement simulé puisque dans le cas pratique et le cas simulé, l'augmentation respectivement de la puissance lumineuse et de la conductivité implique une diminution de la profondeur de la réjection.

Pour une meilleure comparaison de ces deux réseaux de courbes, nous allons comparer, sur la figure II.14, directement la mesure avec la simulation dans le cas hors éclairément, pour valider l'approche électromagnétique de la ligne à stub, et dans le cas d'un éclairément de $P_{opt}=30mW$ afin de valider la description électromagnétique de l'injection optique.

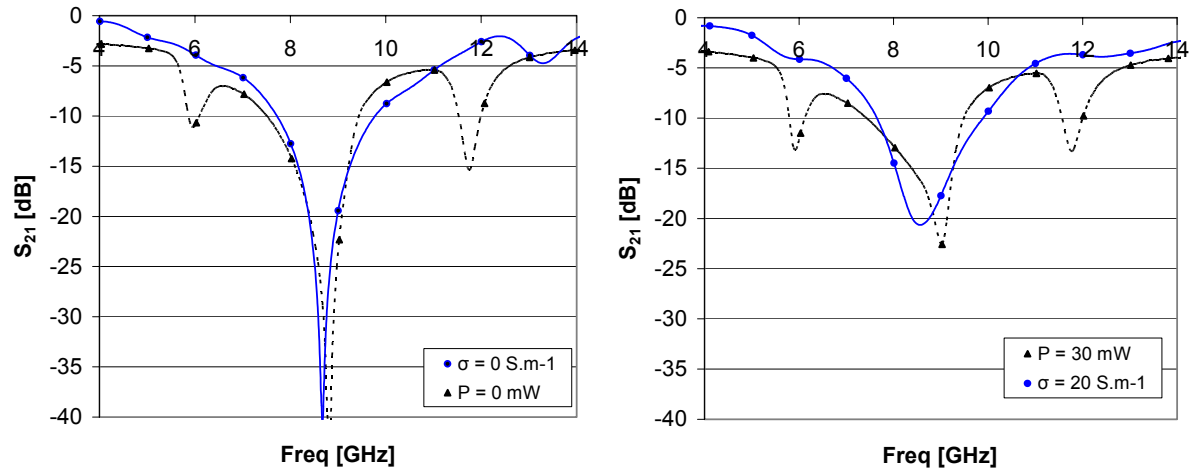


Figure II.14 : Comparaison, simulation et mesure pour $P_{opt}=0mW$ et $30mW$ dans le cas d'une ligne à stub

Cette figure nous informe que le modèle représente effectivement la physique de l'injection optique puisque nous obtenons, dans le cas éclairé, la diminution de la profondeur de la réjection autour de 9GHz. Ainsi mises à part les pertes intrinsèques, mal prises en compte par la simulation et non supprimées lors du calibrage, et les deux fréquences de réjection parasites, apparaissant à cause de l'absence de bounding pour rétablir la symétrie de l'onde hyperfréquence, nous obtenons le même comportement d'un point de vue mesure et d'un point de vue simulation de notre dispositif coplanaire vis-à-vis de l'éclairement permanent appliqué.

4 Conclusion

Le problème majeur présenté par cette méthode réside dans le temps de calcul. En effet, il faut quelques heures sur un ordinateur puissant pour obtenir un résultat suffisamment précis, dû notamment au maillage fin dans la zone d'éclairement, et à nouveau quelques heures sous CST pour obtenir le résultat électromagnétique sur une plage de fréquence suffisamment grande avec une précision due au maillage tout au long du ruban centrale de la ligne coplanaire. Ainsi, cela nous donne un premier résultat intéressant qui permet dès maintenant la simulation complète d'un dispositif contrôlé optiquement en technologie coplanaire. Il serait cependant tout aussi intéressant de pouvoir réduire ces temps de calcul afin d'obtenir un résultat de qualité identique voire meilleure mais en quelques minutes. Pour cela, nous avons mis au point une résolution semi-analytique de l'équation ambipolaire (II.23) qui sera présentée dans le chapitre III ainsi qu'une perspective de mise au point d'un modèle de cette résolution sous ADS qui sera présenté comme perspective dans le chapitre V.

Chapitre III

Modélisation semi-analytique de la densité de porteurs

1	Mise en équation en 3D	67
1.1	Equation ambipolaire tridimensionnelle	67
1.2	Conditions aux limites	70
2	Résolution unidimensionnelle	71
2.1	Résolution suivant la profondeur z	71
2.1.1	Solution particulière	71
2.1.2	Solution générale	72
2.2	Résolution radiale	73
2.2.1	Normalisation	73
2.2.2	Présentation rapide des méthodes	74
2.2.3	Résolution radiale avec fonctions de Green	75
2.2.4	Résolution radiale utilisant la transformation de Hankel	77
3	Résolution tridimensionnelle	80
3.1	Résolution 3D utilisant la transformation de Hankel	80
3.1.1	Passage dans l'espace de Hankel	81
3.1.2	Résolution dans l'espace de Hankel	82
3.1.3	Transformée de Hankel inverse	83
3.2	Résolution 3D avec conditions aux limites variables	85
4	Comparaison résultats semi-analytique et numérique	87
5	Conclusion	89

Dans le chapitre précédent, nous avons vu qu'il était possible de calculer numériquement la densité de porteurs photo-induits à l'aide d'un logiciel commercialisé de Silvaco. Cependant, il faut noter que Silvaco présente deux désavantages non négligeables. Le premier désavantage est le temps, nous avons vu que pour obtenir un résultat satisfaisant de par sa précision il faut quelques heures, voire jours, de calcul. Le deuxième désavantage concerne la physique. En effet, Silvaco, étant un logiciel commercial, réagit de façon opaque en prenant par défaut des valeurs de paramètres physiques pour résoudre les équations de la physique de manière automatique et donne un résultat même si l'utilisateur ne lui donne pas toutes les informations nécessaires. Ainsi l'objectif de la suite de ma thèse est de calculer cette concentration de porteurs dans le silicium éclairé de façon permanente, non pas numériquement mais le plus analytiquement possible et ainsi d'obtenir une résolution quasi-immédiate, tout en gardant la même précision de calcul. Les avantages seront donc le temps de calcul et une physique mieux maîtrisée mais malheureusement simplifiée (tel que le contact métal-semiconducteur dont le type ne sera pas pris en compte).

Nous allons présenter dans ce chapitre les résolutions unidimensionnelles utilisant les méthodes de Green et de Hankel pour en venir à une résolution tridimensionnelle utilisant les fonctions de Hankel uniquement. Le début de ce chapitre est très mathématique mais cela est nécessaire pour présenter une résolution semi-analytique.

1 Mise en équation en 3D

1.1 Equation ambipolaire tridimensionnelle

Dans le paragraphe II.1.1.5, du chapitre précédent, le principe d'évolution des porteurs dans le silicium a déjà été présenté. Cependant pour simplifier ce calcul dans la partie introductive, celui-ci a été mené uniquement dans la direction de l'éclairement. Ainsi nous allons maintenant repartir des équations (II.15), (II.16) et (II.17), pour obtenir une équation ambipolaire complète et surtout tridimensionnelle. Donc si nous reprenons ces trois équations en y insérant les notions de vecteurs nous obtenons l'expression des courants d'électrons et de trous:

$$\begin{aligned}\vec{J}_n &= \vec{J}_{dn} + \vec{J}_{cn} = eD_n \vec{\nabla}n + en\mu_n \vec{E} \\ \vec{J}_p &= \vec{J}_{dp} + \vec{J}_{cp} = -eD_p \vec{\nabla}p + ep\mu_p \vec{E}\end{aligned}\tag{III.1}$$

et les équations de continuité de charge :

$$\begin{aligned}\frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{e} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n + g_n - r_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= \frac{1}{e} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p + g_p - r_p\end{aligned}\quad (\text{III.2})$$

En introduisant (III.1) dans (III.2), nous obtenons :

$$\begin{aligned}\frac{\partial n}{\partial t} &= D_n \nabla^2 n + n \mu_n \vec{\nabla} \cdot \vec{E} + \mu_n \vec{E} \cdot \vec{\nabla} n + g_n - r_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= D_p \nabla^2 p - p \mu_p \vec{\nabla} \cdot \vec{E} - \mu_p \vec{E} \cdot \vec{\nabla} p + g_p - r_p\end{aligned}\quad (\text{III.3})$$

Et si nous explicitons les termes de génération et de recombinaison comme présentés dans les équations (II.6) et (II.7), nous obtenons :

$$\begin{aligned}\frac{\partial n}{\partial t} &= D_n \nabla^2 n + n \mu_n \vec{\nabla} \cdot \vec{E} + \mu_n \vec{E} \cdot \vec{\nabla} n + g_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2} - \alpha z\right) - \frac{\Delta n}{\tau_n} \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= D_p \nabla^2 p - p \mu_p \vec{\nabla} \cdot \vec{E} - \mu_p \vec{E} \cdot \vec{\nabla} p + g_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2} - \alpha z\right) - \frac{\Delta p}{\tau_p}\end{aligned}\quad (\text{III.4})$$

avec $g_0 = \eta_0 \alpha (1 - r^2) \frac{I_{lum} \lambda_{lum}}{hc_0}$ et $\exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2}\right)$ représentant la forme gaussienne du faisceau en

sortie de fibre optique. Nous utiliserons les coordonnées cylindriques pour décrire notre problème puisque celui-ci présente une symétrie cylindrique due à l'éclairement. Ainsi le faisceau gaussien est décrit à l'aide de la distance r au centre du faisceau. De plus pour rappel du paragraphe II.1.1.5, nous avons défini le champ électrique \vec{E} comme étant la somme du champ interne \vec{E}_i et du champ de l'onde hyperfréquence appliquée \vec{E}_a .

De plus, compte tenu de la différence d'ordre de grandeur très importante qu'il existe entre les temps de relaxation τ_e , τ_h [ps] et la durée de vie des porteurs τ_n , τ_p [μs], nous pouvons considérer que la neutralité électrique est rétablie en un temps infiniment plus bref que son retour à l'équilibre. En rappelant que nous travaillons en éclairage permanent, l'égalité des concentrations des électrons et des trous en excès ($n(z,t) - n_0 \approx p(z,t) - p_0$) par rapport à leur concentration à l'équilibre est donc constamment vérifiée dans le processus de photogénération. De plus en considérant que $\tau_{n0} = \tau_{p0} = \tau_0$ [Hai96], on obtient que $\tau_n = \tau_p = \tau_a$ et donc d'après (II.7) que $r_n = r_p = r_a$.

En considérant $n = n_0 + \Delta n$ et $p = p_0 + \Delta p$, les équations de continuité s'écrivent :

$$\begin{aligned}\frac{\partial(n_0 + \Delta n)}{\partial t} &= D_n \nabla^2(\Delta n) + n\mu_n \vec{\nabla} \cdot \vec{E} + \mu_n \vec{E} \cdot \vec{\nabla}(\Delta n) + g_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2} - \alpha z\right) - \frac{\Delta n}{\tau_a} \\ \frac{\partial(p_0 + \Delta p)}{\partial t} &= D_p \nabla^2(\Delta p) - p\mu_p \vec{\nabla} \cdot \vec{E} - \mu_p \vec{E} \cdot \vec{\nabla}(\Delta p) + g_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2} - \alpha z\right) - \frac{\Delta p}{\tau_a}\end{aligned}\quad (\text{III.5})$$

Si nous appliquons l'égalité des concentrations à tout instant t, et en considérant la concentration intrinsèque n_0 constante, nous obtenons $\Delta n = \Delta p$ et $\partial n_0 / \partial t = 0$. A partir des équations (III.5), si nous multiplions la première ligne par $p\mu_p$ et la deuxième par $n\mu_n$, et que nous les additionnons membre à membre, nous obtenons :

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \mu_a \vec{E} \cdot \vec{\nabla}(\Delta n) + D_a \nabla^2(\Delta n) + g_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2} - \alpha z\right) - \frac{\Delta n}{\tau_a} \quad (\text{III.6})$$

où la mobilité ambipolaire μ_a et le coefficient de diffusion ambipolaire D_a sont définis par

$$\begin{aligned}\mu_a &= \frac{(p-n)\mu_n\mu_p}{n\mu_n + p\mu_p} \\ D_a &= \frac{n\mu_n D_p + p\mu_p D_n}{n\mu_n + p\mu_p}\end{aligned}\quad (\text{III.7})$$

Le coefficient de diffusion ambipolaire peut se simplifier en utilisant la relation d'Einstein $D/\mu = k_B T/e$, et nous obtenons l'expression suivante :

$$D_a = \frac{n\mu_n D_p + p\mu_p D_n}{n\mu_n + p\mu_p} = \frac{n\left(\frac{eD_n}{k_B T}\right)D_p + p\left(\frac{eD_p}{k_B T}\right)D_n}{n\left(\frac{eD_n}{k_B T}\right) + p\left(\frac{eD_p}{k_B T}\right)} = \frac{(p+n)D_p D_n}{nD_n + pD_p} \quad (\text{III.8})$$

Dans le cas d'un éclairage permanent, le silicium éclairé étant en régime de forte injection, la mobilité ambipolaire μ_a tend vers 0. De plus, nous travaillons en régime permanent et stationnaire donc toutes les dérivées par rapport au temps sont nulles, ainsi l'équation de continuité est finalement réduite à l'expression suivante :

$$D_a \nabla^2(\Delta n) - \frac{\Delta n}{\tau_a} = -g_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2} - \alpha z\right) \quad (\text{III.9})$$

Enfin pour homogénéiser cette équation, nous allons introduire la longueur ambipolaire définie telle que $L_a = \sqrt{D_a \tau_a}$ ainsi que la symétrie cylindrique du problème. Nous obtenons ainsi une équation différentielle aux dérivées partielles d'ordre 2, à coefficients non constants et avec un second membre, traduisant l'injection optique dans un substrat semiconducteur

sous les hypothèses de **forte injection, d'éclairement permanent et de symétrie cylindrique** :

$$\frac{\partial^2 \Delta n}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Delta n}{\partial r} - \frac{\Delta n}{L_a^2} = -\frac{g_0 \tau_a}{L_a^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2} - \alpha z\right) \quad (\text{III.10})$$

Cette équation est connue sous le nom d'équation ambipolaire tridimensionnelle, et il nous reste à la résoudre afin d'obtenir la concentration des porteurs en excès dans le substrat.

1.2 Conditions aux limites

Dans le but de résoudre l'équation différentielle (III.10), il est nécessaire de considérer deux hypothèses pour obtenir les conditions aux limites de notre calcul.

- 1) La vitesse de recombinaison des porteurs excédentaires est supposée être nulle à la surface du silicium.

Nous pouvons trouver dans [Gar04] une étude de l'influence de la vitesse de recombinaison en surface concluant que des différences apparaissent uniquement au dessus de 10^3cm.s^{-1} . Au vu du peu d'étapes de fabrication de nos dispositifs et de l'état de surface du silicium à la fin de celles-ci, nous pouvons estimer que cette vitesse est négligeable donc nous la considérerons nulle.

- 2) L'échantillon est considéré suffisamment épais et large.

Cette hypothèse est vraie lorsque l'épaisseur h de l'échantillon et la largeur du substrat sont beaucoup plus grandes que la longueur de diffusion ambipolaire L_a et que de la longueur de pénétration $1/\alpha$. Les porteurs photo-induits sont alors complètement recombinés avant d'atteindre la face arrière du substrat.

Dans notre cas, $L_a=85\mu\text{m}$ et $1/\alpha=12\mu\text{m}$, alors que $h=400$ ou $525\mu\text{m}$ et les dispositifs mesurent quelques millimètres de large

Nous pouvons donc supposer que aux fréquences utilisées ici :

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \Delta n(r, z) = 0 \quad (\text{III.11})$$

et

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \Delta n(r, z) = 0 \quad (\text{III.12})$$

Ces deux hypothèses seront évidemment à vérifier sur les résultats de calcul semi-analytique, mais nous pouvons déjà les affirmer au vu des résultats numériques du chapitre II.

A présent, nous avons une équation différentielle avec ses conditions aux limites, nous pouvons passer à la résolution de celle-ci en utilisant les méthodes de Green et de Hankel.

2 Résolution unidimensionnelle

L'objectif de cette résolution unidimensionnelle est avant tout de se familiariser avec les méthodes de Green et Hankel, et de les comparer. Mais aussi elle va nous permettre de réaliser quelques vérifications au niveau de la concordance avec les méthodes numériques de Silvaco, et au niveau des hypothèses que nous avons fixées pendant le calcul analytique.

2.1 Résolution suivant la profondeur z

Afin de simplifier le problème, nous considérons donc dans un premier temps une résolution de l'équation de diffusion ambipolaire des porteurs libres (III.10) dans le cas unidirectionnel en profondeur. Pour cela nous allons négliger la diffusion radiale des porteurs, ce qui revient à dire que nous allons considérer un faisceau lumineux incident de rayon infiniment grand. Ainsi nous obtenons l'équation suivante à résoudre :

$$\frac{d^2 \Delta n}{dz^2} - \frac{\Delta n}{L_a^2} = -\frac{g_0 \tau_0}{L_a^2} \exp(-\alpha z) \quad (\text{III.13})$$

Cette équation simplifiée est une équation ordinaire à coefficients constants avec second membre qui accepte une solution triviale de la forme :

$$\Delta n(z) = C_1 \exp\left(-\frac{z}{L_a}\right) + C_2 \exp\left(\frac{z}{L_a}\right) + P \exp(-\alpha z) \quad (\text{III.14})$$

C_1 et C_2 sont des constantes à déterminer en fonction des conditions aux limites exposées au paragraphe III.1.2 et P est une constante dépendant du terme de droite de l'équation (III.13).

2.1.1 Solution particulière

Nous cherchons donc la solution particulière sous la forme $P \cdot \exp(-\alpha z)$ dont la constante P satisfait l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \alpha^2 P - \frac{P}{L_a^2} &= -\frac{g_0 \tau_0}{L_a^2} \\ \Rightarrow P &= -\frac{g_0 \tau_0}{\alpha^2 L_a^2 - 1} = -\frac{g_0}{D_a (\alpha^2 - L_a^{-2})} \end{aligned} \quad (\text{III.15})$$

2.1.2 Solution générale

Nous allons maintenant déterminer les constantes C_1 et C_2 en utilisant les conditions aux limites. La deuxième hypothèse énoncée, sur l'épaisseur de l'échantillon, donnant que les porteurs en excès n'atteignent pas la face arrière du substrat, permet de définir C_2 tel que :

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \Delta n = 0 = C_2 \exp\left(\frac{z}{L_a}\right) \Rightarrow C_2 = 0 \quad (\text{III.16})$$

La première hypothèse énoncée portant sur la vitesse de recombinaison nulle en surface nous donne la valeur de la constante C_1 de la façon suivante :

$$D_a \left. \frac{\partial \Delta n}{\partial z} \right|_{z=0} = s_0 \left(-\frac{C_1}{L_a} - \alpha P \right) = 0 \Rightarrow C_1 = -\alpha L_a P = \frac{\alpha L_a g_0 \tau_a}{(L_a^2 \alpha^2 - 1)} \quad (\text{III.17})$$

Si nous remplaçons donc les constantes dans la solution (III.14), nous pouvons écrire la densité de porteurs excédentaires en fonction de la profondeur z :

$$\Delta n(z) = \frac{g_0 \tau_a}{(L_a^2 \alpha^2 - 1)} \left[\alpha L_a \exp\left(-\frac{z}{L_a}\right) - \exp(-\alpha z) \right] \quad (\text{III.18})$$

Et nous obtenons donc le graphique III.1, présentant la densité de porteurs libres suivant la profondeur dans le substrat.

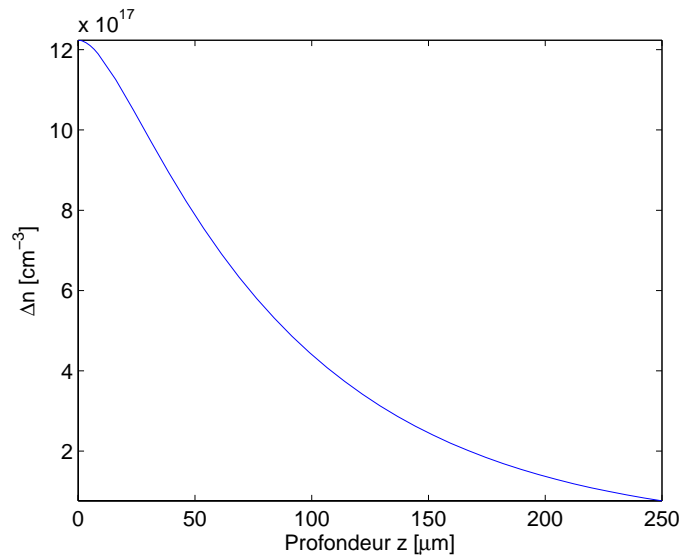


Figure III.1 : Densité de porteurs libres en profondeur obtenus par une résolution unidirectionnelle.

2.2 Résolution radiale

Afin de résoudre le problème qui nous est posé uniquement dans la direction radiale, nous allons considérer que la résolution va se faire en surface (pour $z=0$) et que les dérivées suivant z sont nulles, ce qui nous donne l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 \Delta n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Delta n}{\partial r} - \frac{\Delta n}{L_a^2} = -\frac{g_0 \tau_a}{L_a^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2}\right) \quad (\text{III.19})$$

2.2.1 Normalisation

Afin de simplifier quelque peu les équations, nous nous proposons de normaliser les variables r et Δn , ainsi que d'introduire le rapport η entre la longueur de diffusion ambipolaire et le waist du faisceau.

Commençons par normaliser la variable r par rapport à la longueur de diffusion ambipolaire L_a tel que $r=L_a\rho$ afin d'obtenir l'équation suivante dans laquelle nous avons sorti le paramètre L_a de Δn :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \Delta n(L_a \rho)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{L_a \rho} \frac{\partial \Delta n(L_a \rho)}{\partial \rho} - \frac{\Delta n(L_a \rho)}{L_a^2} = -\frac{g_0 \tau_a}{L_a^2} \exp\left(\frac{-2L_a^2 \rho^2}{\omega_0^2}\right) \\ \Rightarrow & \frac{1}{L_a^2} \frac{\partial^2 \Delta n(\rho)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{L_a \rho} \frac{\partial \Delta n(\rho)}{\partial \rho} - \frac{\Delta n(\rho)}{L_a^2} = -\frac{g_0 \tau_a}{L_a^2} \exp\left(\frac{-2L_a^2 \rho^2}{\omega_0^2}\right) \quad (\text{III.20}) \\ \Rightarrow & \frac{\partial^2 \Delta n(\rho)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \Delta n(\rho)}{\partial \rho} - \Delta n(\rho) = -g_0 \tau_a \exp\left(\frac{-2L_a^2 \rho^2}{\omega_0^2}\right) \end{aligned}$$

Nous introduisons ensuite le rapport $\eta = \sqrt{2}L_a / \omega_0$, ce qui permet de simplifier le terme de droite :

$$\frac{\partial^2 \Delta n(\rho)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \Delta n(\rho)}{\partial \rho} - \Delta n(\rho) = -g_0 \tau_a \exp(-\eta^2 \rho^2) \quad (\text{III.21})$$

Finalement nous simplifions la densité de porteurs telle que $\Delta n(\rho) = \delta_{n0} \cdot h(\rho)$ avec $\delta_{n0} = g_0 \tau_a$ invariable suivant le volume. Nous obtenons de cette façon l'équation de la densité de porteurs radiale normalisée comme suit :

$$\frac{\partial^2 h(\rho)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial h(\rho)}{\partial \rho} - h(\rho) = -\exp(-\eta^2 \rho^2) \quad (\text{III.22})$$

Cette équation n'étant pas linéaire, on se propose de la résoudre avec 2 méthodes différentes, premièrement à l'aide de la méthode des fonctions de Green, et deuxièmement grâce à la transformation de Hankel.

2.2.2 Présentation rapide des méthodes

L'objectif ici n'est pas de faire un cours de mathématique sur les fonction de Green et la transformée de Hankel. L'objectif est simplement de décrire un peu la méthode afin que le lecteur puisse savoir où chercher les informations.

2.2.2.1 Méthode des fonctions de Green [Asl04]

Les fonctions de Green ne sont pas des fonctions spéciales (au sens des fonctions de Bessel ou de Weber), cette terminologie désigne en réalité un objet mathématique sur lequel est fondée une méthode de résolution des équations différentielles ou aux dérivées partielles. L'intérêt des fonctions de Green réside principalement dans le fait que pour résoudre une équation inhomogène, il faut d'une part déterminer la solution générale de l'équation homogène qui lui est associée et d'autre part trouver une solution particulière de l'équation complète pour en faire la somme. En effet, la fonction de Green est un moyen systématique de trouver précisément cette solution particulière.

2.2.2.2 Transformation de Hankel réelle [Pie96]

La transformation de Hankel est une transformation intégrale basée sur un noyau de fonctions de Bessel. D'ailleurs cette transformation est parfois aussi appelée transformation de Bessel. Son utilisation se fait surtout lorsque le problème à résoudre présente une symétrie cylindrique.

Pour résumer, la transformée de Hankel est une transformée de Fourier bidimensionnelle d'une fonction à symétrie circulaire. Elle joue un rôle important dans le calcul de données en optique, notamment de par ses propriétés sur les fonctions souvent utilisées dans ce domaine. En effet l'opérateur laplacien, lorsqu'il est utilisé en coordonnées cylindriques, peut être transformé en un opérateur différentiel ordinaire. De plus dans notre cas, la transformée du terme de droite de l'équation (III.22) peut être obtenue dans la littérature.

Par définition, les transformées de Hankel réelle directe et inverse d'une fonction h sont [Fer99] [Yu98] [Gut04] :

$$\begin{aligned}\bar{h}(\lambda, \zeta) &= \int_0^{\infty} \rho \cdot J_0(\lambda\rho) \cdot h(\rho, \zeta) \cdot d\rho \\ h(\rho, \zeta) &= \int_0^{\infty} \lambda \cdot J_0(\lambda\rho) \cdot \bar{h}(\lambda, \zeta) \cdot d\lambda\end{aligned}\tag{III.23}$$

2.2.3 Résolution radiale avec fonctions de Green

D'après la méthode des fonctions de Green, la solution de l'équation (III.22) est de la forme :

$$h(\rho) = C_1 \cdot I_0(\rho) + C_2 \cdot K_0(\rho)\tag{III.24}$$

I_0 et K_0 étant les fonctions de Bessel modifiées de première et de deuxième espèces respectivement et C_1 et C_2 étant des constantes qui dépendent des conditions limites.

Afin de déterminer les constantes C_1 et C_2 , nous cherchons une fonction de Green $G(\rho, \xi)$ solution de l'équation suivante comprenant ξ comme variable tampon :

$$\frac{\partial^2 G(\rho, \xi)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial G(\rho, \xi)}{\partial \rho} - G(\rho, \xi) = \delta(\rho - \xi)\tag{III.25}$$

où $\delta(x)$ est une fonction Dirac

Nous allons travailler dans un premier temps dans l'intervalle $0 \leq \rho \leq \xi$. Pour que la solution ait une signification physique, $G(\rho, \xi)$ et $h(\rho)$ doivent avoir une valeur finie à l'origine. Nous trouvons donc :

$$G(\rho, \xi) = C_1 I_0(\rho) \cdot u(\xi - \rho) \quad \text{pour } 0 \leq \rho \leq \xi\tag{III.26}$$

où $u(x)$ est une fonction échelon

Dans l'intervalle $\xi \leq \rho \leq \infty$, $G(\rho, \xi)$ et $h(\rho)$ doivent avoir une valeur finie à l'infini pour que la solution ait un sens physique. Nous trouvons donc :

$$G(\rho, \xi) = C_2 K_0(\rho) \cdot u(\rho - \xi) \quad \text{pour } \xi \leq \rho \leq \infty\tag{III.27}$$

Par ailleurs si nous calculons les dérivées suivant ρ , nous trouvons :

$$\begin{aligned} \frac{dG(\rho, \xi)}{d\rho} &= C_1 I_1(\rho) & \text{pour } 0 \leq \rho \leq \xi \\ \frac{dG(\rho, \xi)}{d\rho} &= C_2 K_1(\rho) & \text{pour } \xi \leq \rho \leq \infty \end{aligned} \quad (\text{III.28})$$

Puisqu'en $\xi=\rho$, $G(\rho, \xi)$ est continu et que $\frac{dG(\rho, \xi)}{d\rho}$ est discontinu, nous pouvons écrire le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} C_1 I_0(\xi) = C_2 K_0(\xi) \\ -C_1 I_1(\xi) - C_2 K_1(\xi) = 1 \end{cases} \quad (\text{III.29})$$

Nous trouvons donc :

$$\begin{cases} C_1 = -\frac{K_0(\xi)}{I_1(\xi)K_0(\xi) + I_0(\xi)K_1(\xi)} \\ C_2 = -\frac{I_0(\xi)}{I_1(\xi)K_0(\xi) + I_0(\xi)K_1(\xi)} \end{cases} \quad (\text{III.30})$$

Ainsi nous pouvons écrire les fonctions de Green solutions de l'équation (III.25), il reste à intégrer par rapport à la variable tampon ξ , ce qui donne l'équation suivante :

$$\begin{aligned} h(\rho) &= -K_0(\rho) \int_0^\rho C_2 \exp(-\eta^2 \xi^2) d\xi - I_0(\rho) \int_0^\rho C_1 \exp(-\eta^2 \xi^2) d\xi \\ \Rightarrow h(\rho) &= K_0(\rho) \int_0^\rho \frac{I_0(\xi) \exp(-\eta^2 \xi^2)}{I_1(\xi)K_0(\xi) + I_0(\xi)K_1(\xi)} d\xi - I_0(\rho) \int_0^\rho \frac{K_0(\xi) \exp(-\eta^2 \xi^2)}{I_1(\xi)K_0(\xi) + I_0(\xi)K_1(\xi)} d\xi \end{aligned} \quad (\text{III.31})$$

Cette intégrale se résout aisément grâce au logiciel Matlab [Mat04] en utilisant les formules d'intégration habituelles (*quad* ou *quadl*), et nous obtenons, après dénormalisation, la solution présentée à la figure III.2.

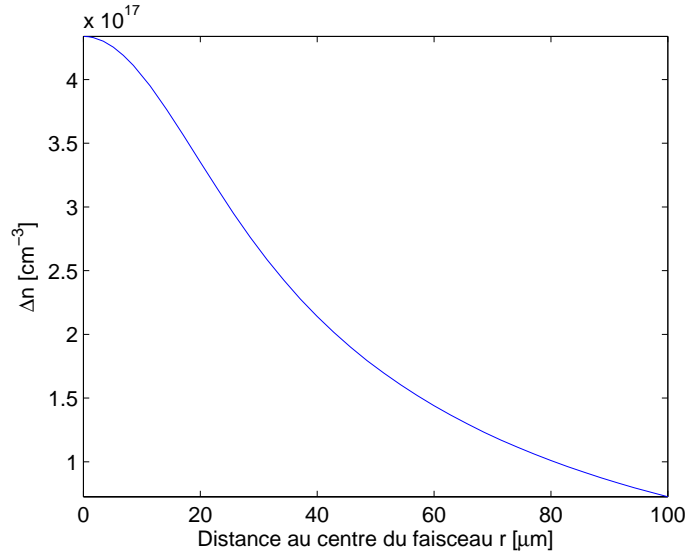


Figure III.2 : Densité de porteurs libres dans la direction radiale obtenue à l'aide de la méthode des fonctions de Green

2.2.4 Résolution radiale utilisant la transformation de Hankel

A présent nous allons étudier la résolution de la même équation normalisée (III.22) à l'aide de la transformation de Hankel qui comme nous l'avons vue dans l'introduction à la méthode convient parfaitement à la symétrie cylindrique. Le but est de pouvoir comparer les deux méthodes afin de trouver laquelle est la plus en adéquation et laquelle est la plus simple à mettre en œuvre pour résoudre le problème en 3D.

Ainsi, rappelons l'équation (III.22) :

$$\frac{\partial^2 h(\rho)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial h(\rho)}{\partial \rho} - h(\rho) = -\exp(-\eta^2 \rho^2) \quad (\text{III.22})$$

et appliquons le transformation de Hankel ([Col59], [Pie96]) sur les différentes parties. Nous pouvons tout d'abord utiliser la propriété principale de la transformation de Hankel sur le Laplacien en présence d'une symétrie cylindrique en considérant la condition à la limite (III.12) :

$$\int_0^{\infty} \rho \cdot J_0(\lambda \rho) \cdot \left[\frac{\partial^2 h(\rho)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial h(\rho)}{\partial \rho} \right] \cdot d\rho = -\lambda^2 \bar{h}(\lambda) \quad (\text{III.32})$$

Nous sommes donc en présence non plus d'une équation différentielle non linéaire mais en présence d'un opérateur linéaire, ce qui va simplifier la suite de la résolution.

Par ailleurs, la transformée du terme source de (III.22) est présente sur les tables de transformation de Hankel sous la forme suivante :

$$\int_0^{\infty} \rho \cdot J_0(\lambda \rho) \cdot [-\exp(-\eta^2 \rho^2)] \cdot d\rho = -\frac{\exp(-\lambda^2 / 4\eta^2)}{2\eta^2} \quad (\text{III.33})$$

Nous obtenons la transformée de l'équation dans l'espace de Hankel sous la forme suivante :

$$-(\lambda^2 + 1)\bar{h}(\lambda) = -\frac{\exp(-\lambda^2 / 4\eta^2)}{2\eta^2} \quad (\text{III.34})$$

Ce qui se résout facilement et qui donne la transformée de la densité normalisée de porteurs excédentaires dans la direction radiale :

$$\bar{h}(\lambda) = \frac{\exp(-\lambda^2 / 4\eta^2)}{2\eta^2 \cdot (\lambda^2 + 1)} \quad (\text{III.35})$$

Il reste donc à calculer la transformée inverse de cette équation pour obtenir la densité de porteurs normalisée $h(\rho)$ telle que :

$$\begin{aligned} h(\rho) &= \int_0^{\infty} \lambda \cdot J_0(\lambda \rho) \cdot \bar{h}(\lambda) \cdot d\lambda \\ \Rightarrow h(\rho) &= \frac{1}{2\eta^2} \int_0^{\infty} \lambda \cdot J_0(\lambda \rho) \cdot \frac{\exp(-\lambda^2 / 4\eta^2)}{(\lambda^2 + 1)} \cdot d\lambda \end{aligned} \quad (\text{III.36})$$

De façon identique à l'intégrale obtenue grâce à la méthode des fonctions de Green, cette intégration peut être menée à bien à l'aide de Matlab. Toutefois, lors de l'intégration il est nécessaire de poser une borne d'intégration finie suffisamment grande pour obtenir un comportement quasi-infini mais pas trop pour ne pas allonger inutilement le temps de calcul. Nous obtenons donc le graphique de la figure III.3 présentant la densité de porteurs excédentaires dans le substrat.

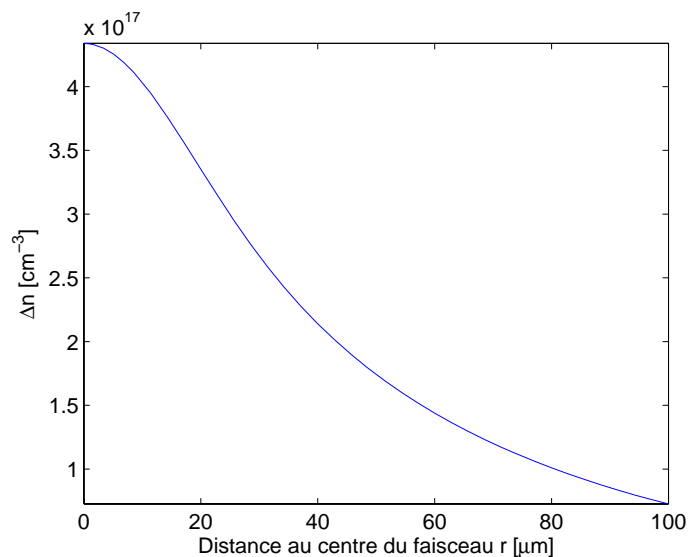


Figure III.3 : Densité de porteurs libres dans la direction radiale obtenue grâce à la transformée de Hankel

Nous obtenons ici une réponse parfaitement identique à la solution obtenue à l'aide de la méthode des fonctions de Green, pour un temps de calcul similaire, i.e. quelques secondes. Cependant, le développement analytique précédant le calcul numérique de l'intégrale finale est beaucoup plus rapide et aisé dans le cas de la résolution par transformation de Hankel.

Par la suite, i.e. en 3-Dimensions, nous utiliserons donc uniquement la méthode par la transformée de Hankel, puisque la partie analytique de la méthode de Green risque de se révéler très complexe dans un cas tridimensionnel.

3 Résolution tridimensionnelle

A présent que nous avons testé en 1-Dimension le développement mathématique permettant d'obtenir l'équation différentielle ambipolaire, ainsi que les deux méthodes possibles pour la résolution, nous nous proposons de résoudre cette équation directement en 3 Dimensions. Dans ce paragraphe, nous allons donc présenter le développement analytique, utilisant la normalisation, les conditions limites et la transformation de Hankel pour obtenir une solution simple pouvant être calculée à l'aide de Matlab.

3.1 Résolution 3D utilisant la transformation de Hankel

L'équation suivante rappelle l'équation ambipolaire (III.10) à résoudre :

$$\frac{\partial^2 \Delta n}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Delta n}{\partial r} - \frac{\Delta n}{L_a^2} = -\frac{g_0 \tau_a}{L_a^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2} - \alpha z\right) \quad (\text{III.10})$$

Le mode opératoire va être le même que lorsque nous travaillons en 1 Dimension. Ainsi nous allons commencer par normaliser les variables r et z par rapport à L_a :

$$\begin{aligned} r &= L_a \rho \\ z &= L_a \zeta \end{aligned} \quad (\text{III.37})$$

Ainsi l'équation devient :

$$\frac{\partial^2 \Delta n(\rho, \zeta)}{\partial \zeta^2} + \frac{\partial^2 \Delta n(\rho, \zeta)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \Delta n(\rho, \zeta)}{\partial \rho} - \Delta n(\rho, \zeta) = -g_0 \tau_a \exp\left(\frac{-2L_a^2 \rho^2}{\omega_0^2} - \alpha L_a \zeta\right) \quad (\text{III.38})$$

En introduisant les rapports $\eta = \sqrt{2}L_a / \omega_0$ et $\varepsilon = \alpha L_a$, la simplification du terme de droite permet d'obtenir :

$$\frac{\partial^2 \Delta n(\rho, \zeta)}{\partial \zeta^2} + \frac{\partial^2 \Delta n(\rho, \zeta)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \Delta n(\rho, \zeta)}{\partial \rho} - \Delta n(\rho, \zeta) = -g_0 \tau_a \exp(-\eta^2 \rho^2 - \varepsilon \zeta) \quad (\text{III.39})$$

Finalement, si nous normalisons la concentration de porteurs $\Delta n(\rho, \zeta) = g_0 \tau_a h(\rho, \zeta)$, nous obtenons l'équation suivante (sans dimension) :

$$\frac{\partial^2 h(\rho, \zeta)}{\partial \zeta^2} + \frac{\partial^2 h(\rho, \zeta)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial h(\rho, \zeta)}{\partial \rho} - h(\rho, \zeta) = -\exp(-\eta^2 \rho^2 - \varepsilon \zeta) \quad (\text{III.40})$$

Cette équation nous donne donc la densité normalisée de porteurs excédentaires $h(\rho)$ dans le substrat lors d'un éclairage permanent. A présent nous allons résoudre cette équation en utilisant la méthode de la transformée de Hankel en considérant la symétrie cylindrique du problème.

3.1.1 Passage dans l'espace de Hankel

Pour résoudre l'équation (III.40), nous nous proposons de passer dans l'espace de Hankel, d'y résoudre l'équation de façon ordinaire puis d'appliquer la transformée inverse pour obtenir le résultat escompté.

Appliquons donc la transformée de Hankel directe :

$$\bar{h}(\lambda, \zeta) = \int_0^{\infty} \rho \cdot J_0(\lambda \rho) \cdot h(\rho, \zeta) \cdot d\rho \quad (\text{III.41})$$

En considérant la condition d'échantillon large en valeur normalisée traduisant l'absence de charge à l'infini dans la direction radiale :

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \Delta n(r, z) = 0 \Rightarrow \lim_{\rho \rightarrow \infty} h(\rho, \zeta) = 0 \quad (\text{III.42})$$

Ainsi nous pouvons, encore une fois, appliquer la propriété principale de la transformée de Hankel sur le Laplacien avec une symétrie cylindrique :

$$\int_0^{\infty} \rho \cdot J_0(\lambda \rho) \cdot \left[\frac{\partial^2 h(\rho, \zeta)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial h(\rho, \zeta)}{\partial \rho} \right] \cdot d\rho = -\lambda^2 \bar{h}(\lambda, \zeta) \quad (\text{III.43})$$

Enfin la transformation du terme de génération, d'après les tables de transformation, nous donne :

$$\int_0^{\infty} \rho \cdot J_0(\lambda \rho) \cdot \left[-\exp(-\eta^2 \rho^2 - \varepsilon \zeta) \right] \cdot d\rho = -\frac{\exp(-\lambda^2 / 4\eta^2 - \varepsilon \zeta)}{2\eta^2} \quad (\text{III.44})$$

Nous obtenons donc l'équation différentielle ordinaire avec second membre suivante, dont la solution peut être obtenue par une méthode de résolution ordinaire avec solution particulière et générale.

$$\frac{d^2 \bar{h}(\lambda, \zeta)}{d\zeta^2} - (\lambda^2 + 1) \bar{h}(\lambda, \zeta) = -\frac{\exp(-\lambda^2 / 4\eta^2 - \varepsilon \zeta)}{2\eta^2} \quad (\text{III.45})$$

En s'inspirant de la résolution unidirectionnelle en profondeur, nous cherchons une solution de la forme :

$$\bar{h}(\lambda, \zeta) = A_1 \exp(-\zeta \sqrt{\lambda^2 + 1}) + A_2 \exp(\zeta \sqrt{\lambda^2 + 1}) + P \exp\left(-\frac{\lambda^2}{4\eta^2} - \varepsilon\zeta\right) \quad (\text{III.46})$$

où A_1 et A_2 sont des constantes dépendant des conditions aux limites et $P \exp\left(-\frac{\lambda^2}{4\eta^2} - \varepsilon\zeta\right)$ est la solution particulière de l'équation.

3.1.2 Résolution dans l'espace de Hankel

Nous déterminons dans un premier temps la constante P de la solution particulière en remplaçant simplement cette solution dans l'équation (III.45) et nous trouvons donc :

$$\begin{aligned} \varepsilon^2 P - (\lambda^2 + 1)P &= -\frac{1}{2\eta^2} \\ \Rightarrow P &= \frac{1}{2\eta^2 \cdot (\lambda^2 - \varepsilon^2 + 1)} \end{aligned} \quad (\text{III.47})$$

En remplaçant P dans l'équation (III.46) :

$$\bar{h}(\lambda, \zeta) = A_1 \exp(-\zeta \sqrt{\lambda^2 + 1}) + A_2 \exp(\zeta \sqrt{\lambda^2 + 1}) + \frac{\exp(-\lambda^2 / 4\eta^2 - \varepsilon\zeta)}{2\eta^2 \cdot (\lambda^2 - \varepsilon^2 + 1)} \quad (\text{III.48})$$

Les conditions aux limites nous permettent de déterminer la constante A_2 puisque dans le cadre d'un échantillon épais, il n'y a pas de charge à l'infini dans la direction de la profondeur et ainsi :

$$\begin{aligned} \lim_{z \rightarrow \infty} \Delta n(r, z) = 0 &= \lim_{L_a \zeta \rightarrow \infty} h(\rho, \zeta) = \lim_{\zeta \rightarrow \infty} \bar{h}(\lambda, \zeta) = A_2 \exp(\zeta \sqrt{\lambda^2 + 1}) \\ \Rightarrow A_2(\lambda) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{III.49})$$

Nous avons donc

$$\bar{h}(\lambda, \zeta) = A_1 \exp(-\zeta \sqrt{\lambda^2 + 1}) + \frac{\exp(-\lambda^2 / 4\eta^2 - \varepsilon\zeta)}{2\eta^2 \cdot (\lambda^2 - \varepsilon^2 + 1)} \quad (\text{III.50})$$

D'autre part nous considérons que la vitesse de recombinaison est nulle en surface et que par conséquent :

$$\left. \frac{\partial \Delta n(r, z)}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial h(\rho, \zeta)}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=0} = 0 \quad (\text{III.51})$$

Or

$$h(\rho, \zeta) = \int_0^{\infty} \left[A_1 \exp(-\zeta \sqrt{\lambda^2 + 1}) + \frac{\exp(-\lambda^2 / 4\eta^2 - \varepsilon \zeta)}{2\eta^2 \cdot (\lambda^2 - \varepsilon^2 + 1)} \right] \lambda J_0(r\lambda) d\lambda \quad (\text{III.52})$$

Donc en remplaçant (III.52) dans (III.51), nous obtenons :

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial h(\rho, \zeta)}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=0} &= \int_0^{\infty} \left[-A_1(\lambda) \cdot \sqrt{\lambda^2 + 1} - \varepsilon \frac{\exp(-\lambda^2 / 4\eta^2)}{2\eta^2 \cdot (\lambda^2 - \varepsilon^2 + 1)} \right] \lambda J_0(r\lambda) d\lambda \\ \Rightarrow -A_1(\lambda) \cdot \sqrt{\lambda^2 + 1} - \varepsilon \frac{\exp(-\lambda^2 / 4\eta^2)}{2\eta^2 \cdot (\lambda^2 - \varepsilon^2 + 1)} &= 0 \quad (\text{III.53}) \\ \Rightarrow A_1(\lambda) &= -\frac{\varepsilon \cdot \exp(-\lambda^2 / 4\eta^2)}{2\eta^2 \cdot (\lambda^2 - \varepsilon^2 + 1) \cdot \sqrt{\lambda^2 + 1}} \end{aligned}$$

Nous pouvons donc écrire la densité de porteurs excédentaires normalisée dans l'espace de Hankel pour un échantillon épais et une vitesse de recombinaison en surface nulle dans le cas d'un éclairage permanent sous la forme :

$$\bar{h}(\lambda, \zeta) = \frac{\exp(-\lambda^2 / 4\eta^2)}{2\eta^2 \cdot (\lambda^2 - \varepsilon^2 + 1)} \left[\exp(-\varepsilon \zeta) - \varepsilon \frac{\exp(-\zeta \sqrt{\lambda^2 + 1})}{\sqrt{\lambda^2 + 1}} \right] \quad (\text{III.54})$$

3.1.3 Transformée de Hankel inverse

Enfin il reste à appliquer la transformée de Hankel inverse pour obtenir la densité de porteurs excédentaires normalisée sous les conditions exprimées ci-dessus :

$$h(\rho, \zeta) = \int_0^{\infty} \lambda \cdot J_0(\lambda \rho) \cdot \bar{h}(\lambda, \zeta) \cdot d\lambda$$

$$\Rightarrow h(\rho, \zeta) = \int_0^{\infty} \lambda \cdot J_0(\lambda \rho) \cdot \frac{\exp(-\lambda^2 / 4\eta^2)}{2\eta^2 \cdot (\lambda^2 - \varepsilon^2 + 1)} \left[\exp(-\varepsilon \zeta) - \varepsilon \frac{\exp(-\zeta \sqrt{\lambda^2 + 1})}{\sqrt{\lambda^2 + 1}} \right] \cdot d\lambda \quad (\text{III.55})$$

Nous résolvons cette intégrale grâce au calcul numérique de Matlab en utilisant la fonction *quadl*, et en bornant l'intégrale de façon à obtenir une bonne définition pour aboutir au résultat tridimensionnel de la figure III.4. Pour mémoire, nous rappelons les expressions de $\eta = \sqrt{2}L_a / \omega_0$ et $\varepsilon = \alpha L_a$.

De plus, il est important de rappeler que la résolution de cette intégrale ne permet d'obtenir que $h(\rho, \zeta)$ et qu'il faut donc dénormaliser cette valeur en la multipliant par $g_0 \tau_a$ pour obtenir :

$$\Delta n(\rho, \zeta) = g_0 \tau_a h(\rho, \zeta) \quad (\text{III.56})$$

$$\text{avec } g_0 = \eta_0 \alpha (1 - r^2) \frac{I_{lum} \lambda_{lum}}{hc_0}$$

Il est à noter ici que la puissance d'éclairement, ici sous la forme d'intensité, n'intervient pas du tout dans le calcul semi-analytique mais n'intervient qu'au niveau de la dénormalisation par g_0 . Ainsi tous les calculs dépendant uniquement de la puissance lumineuse seront identiques à un facteur multiplicatif près. Cela provient du fait que nous sommes sous un régime d'éclairement permanent et que nous estimons être constamment en forte injection.

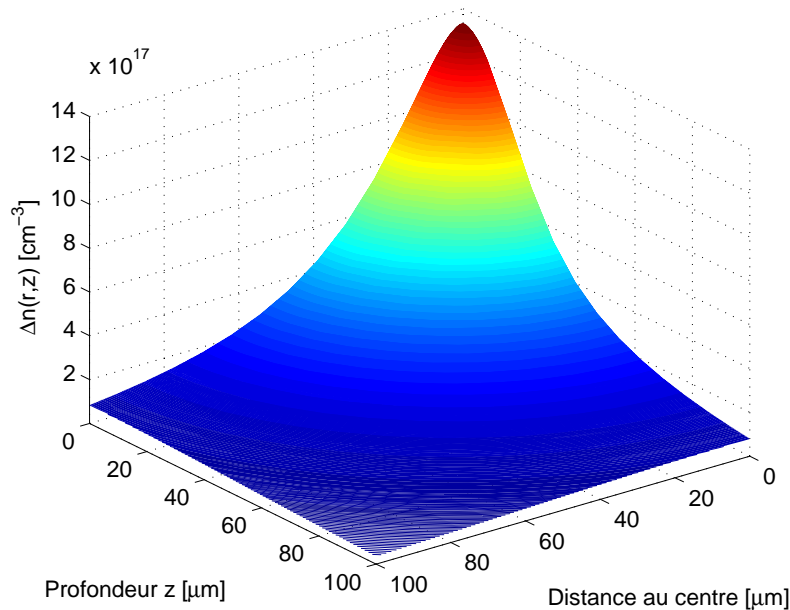


Figure III.4 : Solution tridimensionnelle de l'équation ambipolaire donnant la densité de porteurs photo-induits dans le substrat

Nous pouvons noter également que la résolution complète en 3Dimensions de l'équation de diffusion ambipolaire donne évidemment une solution différente de celle restreinte suivant les

axes r ou z aussi bien qualitativement (l'allure générale des courbes n'est pas la même) que quantitativement comme nous l'indiquent les concentrations de porteurs à l'origine :

$$\begin{aligned}\Delta n_{3D}(r=0, z=0) &= 1,335.10^{18} \text{ cm}^{-3} \\ &> \Delta n_{1D_prof}(z=0) = 1,224.10^{18} \text{ cm}^{-3} \\ &> \Delta n_{1D_rad}(r=0) = 4,339.10^{17} \text{ cm}^{-3}\end{aligned}$$

3.2 Résolution 3D avec conditions aux limites variables

Jusqu'à présent nous avons considéré la résolution de l'équation ambipolaire traduisant l'injection optique uniquement dans le cadre des conditions aux limites exprimées au III.1.2. Cependant la résolution analytique nous permet de résoudre cette équation dans le cadre de conditions aux limites variables telles que la vitesse de recombinaison en surface non nulle, qu'elle soit en face avant (zone d'éclairement) ou en face arrière (i.e. face arrière du substrat). Ce développement est évidemment plus complexe et mathématique que le précédent mais ne sera pas donné complètement ici, le lecteur pourra retrouver le développement complet dans [Gar06].

Ainsi nous allons présenter ici la résolution analytique dans le cas où l'on prend comme hypothèse :

1. La vitesse de recombinaison des porteurs excédentaires en face avant est égale à s_0 :

$$\left. \frac{\partial \Delta n(r, z)}{\partial z} \right|_{z=0} = s_0 \frac{\Delta n(r, z=0)}{D_a} \quad (\text{III.57})$$

2. La vitesse de recombinaison des porteurs excédentaires en face arrière est égale à s_d , ce qui donne avec D, épaisseur de l'échantillon.

$$\left. \frac{\partial \Delta n(r, z)}{\partial z} \right|_{z=D} = s_d \frac{\Delta n(r, z=D)}{D_a} \quad (\text{III.58})$$

Ainsi la solution obtenue sera parfaitement générale puisqu'il n'y a plus d'hypothèse sur l'épaisseur de l'échantillon et sur la vitesse de recombinaison en surface en face avant mais permettra tout de même de considérer cette vitesse comme nulle pour une vérification de concordance.

Reprenons donc à partir de l'application de ces conditions aux limites dans le développement analytique tridimensionnel, c'est-à-dire à partir de l'équation (III.48) :

$$\bar{h}(\lambda, \zeta) = A_1 \exp(-\zeta \sqrt{\lambda^2 + 1}) + A_2 \exp(\zeta \sqrt{\lambda^2 + 1}) + \frac{\exp(-\lambda^2 / 4\eta^2 - \varepsilon\zeta)}{2\eta^2 \cdot (\lambda^2 - \varepsilon^2 + 1)} \quad (\text{III.48})$$

Les constantes A_1 et A_2 sont donc à déterminer en fonction des vitesses de recombinaison en surface ($z=0$) et en face arrière ($z=D$, D étant l'épaisseur de l'échantillon qui sera normalisée en $d=D/L_a$). Ces conditions aux limites sont donc à normaliser par rapport à L_a et nous allons introduire le terme $\chi=L_a/\tau_a$ pour obtenir :

$$\begin{cases} s_0 h(\lambda, \zeta = 0) = \chi \left. \frac{\partial h(\lambda, \zeta)}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=0} \\ s_d h(\lambda, \zeta = D) = -\chi \left. \frac{\partial h(\lambda, \zeta)}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=d} \end{cases} \quad (\text{III.59})$$

Ainsi après résolution du système d'équations provenant des conditions aux limites et application de la transformée de Hankel inverse sur la solution, nous obtenons la densité de porteurs excédentaires normalisée dans le cas d'un échantillon épais avec une vitesse de recombinaison s_0 quelconque telle que :

$$h(\rho, \zeta) = \int_0^{\infty} \lambda \cdot J_0(\lambda \rho) \cdot \frac{\exp(-\lambda^2 / 4\eta^2)}{2\eta^2(\lambda^2 - \varepsilon^2 + 1)} \left[\exp(-\varepsilon \zeta) - \frac{(s_0 + \chi \varepsilon) \exp(-\zeta \sqrt{\lambda^2 + 1})}{(s_0 + \chi \sqrt{\lambda^2 + 1})} \right] \cdot d\lambda \quad (\text{III.60})$$

Cette intégrale pourra être, comme précédemment, résolue par une méthode numérique sous Matlab.

4 Comparaison résultats semi-analytique et numérique

Dans ce paragraphe, nous nous proposons de comparer les résultats de la simulation de l'injection optique obtenus de façon numérique sous Silvaco d'une part et de façon semi-analytique sous Matlab d'autre part. Pour cela nous allons comparer des données normalisées afin de pouvoir comparer l'allure des courbes.

Les résultats numériques ont été obtenus à partir de simulation bidimensionnelle prenant en compte la symétrie cylindrique du problème afin de simuler la troisième dimension.

Les résultats semi-analytiques sont obtenus à partir de la résolution tridimensionnelle aidée par la transformée de Hankel que nous venons de présenter.

Il est important de noter que les temps de calcul ne sont évidemment pas comparables puisqu'il faut quelques heures pour obtenir le résultat sous Silvaco contre quelques secondes pour le résultat sous Matlab. En revanche, le désavantage de la résolution semi-analytique, qui n'a pas d'incidence ici, est la difficulté, voire l'impossibilité, dans notre développement de prendre en compte le contact métal-semiconducteur présent sous la ligne. Il est d'autre part à noter que la résolution sous Silvaco en 2D (telle que nous l'avons présentée au chapitre II) impose d'appliquer une symétrie axiale de révolution. Par défaut, les packages Atlas et Luminous 2D travaillent en coordonnées cartésiennes (x,y) et non en coordonnées cylindriques (r,z) . Ce passage en coordonnées cylindriques exclut ainsi la possibilité ultérieure d'ajouter une piste rectangulaire de conducteur, qui romprait la symétrie, pour simuler l'influence du contact métal-semiconducteur. Pour une modélisation complète sous Silvaco et la prise en considération de ce contact il faudrait donc utiliser Atlas et Luminous 3D et alors, les temps de calcul deviennent exorbitants.

Ainsi, que ce soit selon l'axe de la profondeur ou selon l'axe radial, les deux simulations donnent quasiment la même allure de courbe. Il reste cependant un point qui n'apparaît pas ici, puisque ces courbes sont normalisées, mais qui devra être analysé dans l'avenir, c'est la correspondance entre les niveaux de concentrations maximales obtenus dans les deux simulations. En effet, celles-ci sont différentes mais cette différence peut être expliquée par le fait que dans les simulations semi-analytiques, nous considérons constante la réflexion du faisceau optique à la surface du semiconducteur. Or, il est évident que celle-ci dépend de la permittivité du silicium qui évolue en même temps que la concentration de porteurs libres dans le substrat. Ceci explique que l'allure qualitative soit bonne puisque nous sommes en régime établi. Cependant lorsque la puissance d'éclairement augmente, la réflexion à la surface augmente aussi et donc la puissance optique effectivement injectée dans le semiconducteur n'augmente pas linéairement avec la puissance d'éclairement.

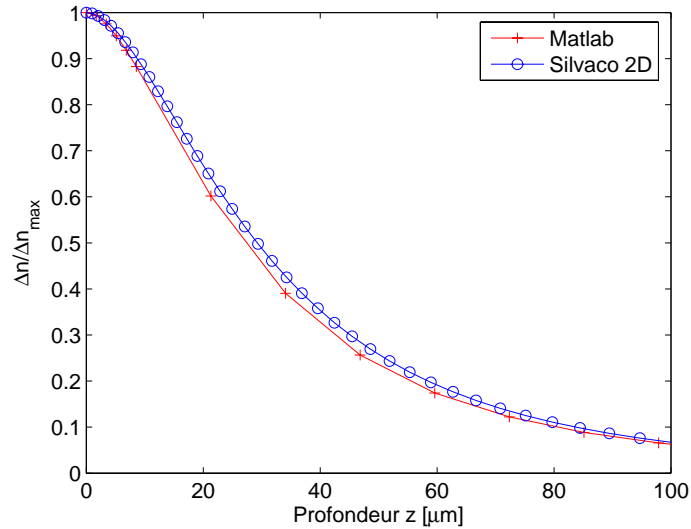


Figure III.5 : Comparaison des concentrations de porteurs dans l'axe de la profondeur, obtenus sous Silvaco et Matlab

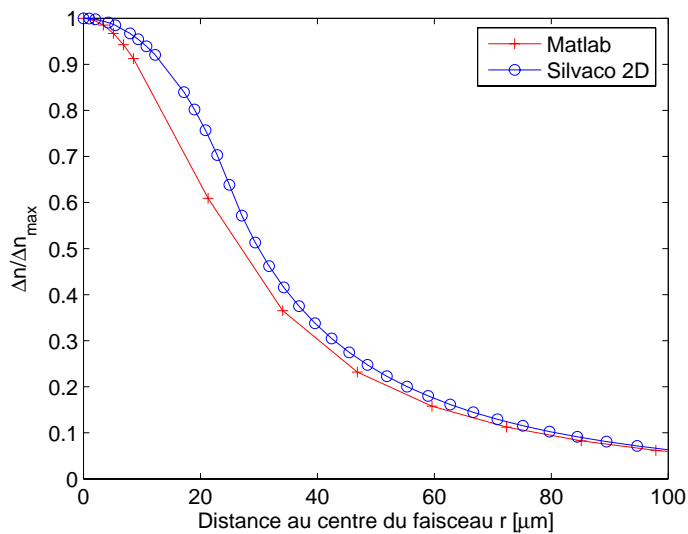


Figure III.6 : Comparaison des concentrations de porteurs dans la direction radiale, obtenus sous Silvaco et Matlab

Sur ces deux figures (III.5 et III.6), nous vérifions que l'hypothèse d'un échantillon suffisamment large et épais est justifiée puisque la densité de porteurs excédentaires redevient quasiment nulle dans les deux directions après 100μm (c'est encore plus vrai après 150μm) alors que l'épaisseur de notre substrat est de 525μm.

5 Conclusion

Ce chapitre, très mathématique, montre donc que la résolution analytique tridimensionnelle de l'équation de diffusion ambipolaire peut être menée grâce à la transformation de Hankel jusqu'à l'obtention d'une intégrale dont la résolution est obtenue facilement sous Matlab. Comparée au calcul numérique sous les logiciels de Silvaco, cette méthode présente le principal avantage d'être beaucoup plus rapide, quelques secondes contre quelques heures, pour une précision de résultat aussi bonne. De plus cette méthode permet l'analyse de la sensibilité aux différents paramètres physiques et géométriques entrant en considération dans le calcul de l'injection optique comme par exemple la durée de vie des porteurs, la longueur d'onde d'éclairement, et la vitesse de recombinaison en surface.

Ce résultat et les possibilités offertes seront étudiés dans les chapitres suivants regroupant tout les résultats de mesures pratiques mais aussi les études qui ont été réalisées grâce au modèle électromagnétique présenté au chapitre II et grâce à la résolution semi-analytique qui vient d'être présentée.

Chapitre IV

Etude de sensibilité et mesures pratiques

1	Etude de sensibilité	93
1.2	Paramètres optiques	93
1.2.1	Waist du faisceau	93
1.2.2	Puissance et intensité optiques	95
1.2.3	Longueur d'onde	97
1.3	Paramètres physiques du semiconducteur	99
1.3.1	Taux de recombinaison en surface	99
1.3.2	Durée de vie ambipolaire	100
1.4	Résumé de la sensibilité des paramètres	102
2	Mesures pratiques	103
2.1	Présentation des mesures	106
2.2	Résultats pratiques avec éclairement	108
2.2.1	Mesure d'une ligne à stub	109
2.2.2	Mesure d'une ligne à transmission contrôlée	111
2.2.3	Mesure d'une ligne ouverte	112
2.2.4	Mesure de lignes à gap	114
3	Conclusion	117

Le quatrième chapitre de ce manuscrit présente l'étude de sensibilité et les mesures pratiques. L'étude de sensibilité des différents paramètres est rendue possible par le développement semi-analytique présenté au chapitre III permettant d'avoir une réponse rapide et précise en fonction de chacun des paramètres physiques et optiques de façon totalement indépendante les uns par rapport aux autres. Par la suite nous présentons les résultats de mesure pratique qui permettront leurs comparaisons aux résultats de simulation dans le dernier chapitre. Nous présentons notamment le mode opératoire de mesure comprenant le calibrage et le mode d'éclairage permanent du substrat.

1 Etude de sensibilité

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le développement semi-analytique permet, contrairement à Silvaco, l'analyse de l'influence de chacun des paramètres de façon décorrélée. Ainsi, il nous est possible de déterminer les paramètres critiques de simulation permettant une meilleure appréhension des phénomènes physiques mis en jeu lors de l'éclairage. Nous allons présenter cette étude sur les paramètres descriptifs du faisceau optique incident puis sur les paramètres physiques du semiconducteur utilisé comme substrat, dans notre cas du silicium de haute résistivité.

1.2 Paramètres optiques

La première partie de l'étude de sensibilité porte sur les paramètres du faisceau optique incident à la surface du silicium tels que le *waist*, la puissance, l'intensité et la longueur d'onde.

1.2.1 *Waist du faisceau*

Dans le développement du modèle hyperfréquence présenté au chapitre II, nous avons vu qu'un diamètre du cœur de la fibre de $50\mu\text{m}$ nous permet d'obtenir un modèle électromagnétique sous forme de sphère mais qu'en est-il si le *waist* du faisceau augmente. Il paraît peu probable de trouver une fibre multimode permettant le transport de lumière de longueur d'onde $\lambda=830\text{nm}$ et présentant un diamètre de cœur différent de $50\mu\text{m}$. En revanche, de par l'éloignement volontaire ou non de la fibre par rapport à la surface du semiconducteur, une augmentation du *waist* du faisceau peut intervenir à cause de la divergence du faisceau en sortie de fibre. Il est donc important de connaître la sensibilité de la concentration par rapport à ce résultat dont les résultats sont présentés figure IV.1. Rappelons que, comme expliqué au paragraphe II.2.3, le *waist* ω_0 est égal à $\omega_0=0,65*a$ avec $a=25\mu\text{m}$ étant le rayon du cœur de la fibre soit $\omega_0=16,25\mu\text{m}$ en sortie de fibre.

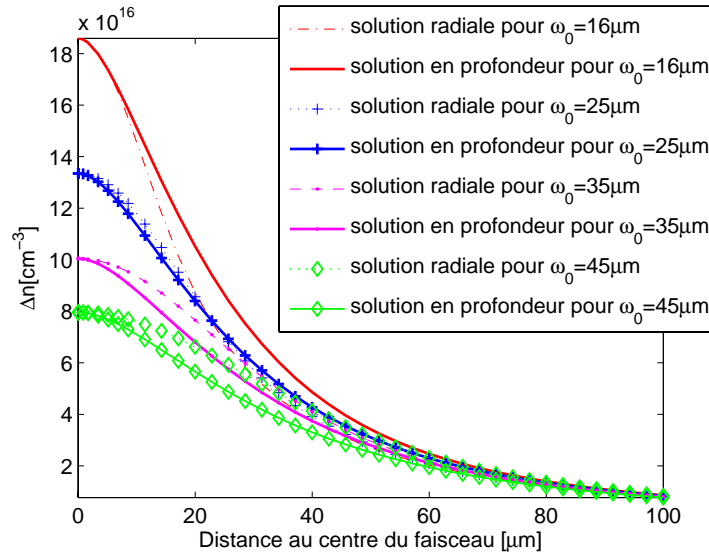


Figure IV.1 : Etude de l'influence du waist du faisceau lumineux incident à puissance constante sur la concentration de porteurs

Sur cette figure, tous les paramètres de simulation, mis à part le waist, ont été gardés constants. Cela concerne notamment la puissance lumineuse, cependant celle-ci est corrélée au *waist* et à l'intensité lumineuse au travers de l'intégrale du faisceau gaussien qui donne la relation suivante :

$$I_{lum} = \frac{2.P_{lum}}{\pi.\omega_0^2} \quad (IV.1)$$

Ainsi lorsque le waist augmente, si la puissance est constante, l'intensité I_{lum} diminue. Pour mieux analyser l'influence du waist du faisceau nous avons recommencé cette étude en essayant de garder l'intensité constante et donc en faisant varier la puissance lumineuse incidente (cf figure IV.2).

Nous noterons donc que en gardant la même puissance optique injectée, la variation du waist a une incidence majoritairement portée sur les premiers micromètres de profondeur, environ jusqu'à 40 μm. De plus nous retrouvons la plus grande valeur de concentration de porteurs au centre du faisceau (origine des courbes) lorsque le waist est petit puisque l'intensité en ce point est alors plus grande. Inversement, à intensité lumineuse constante, un waist plus petit donne une puissance totale injectée plus petite et donc une plus petite concentration de porteurs au centre du faisceau. En revanche nous noterons l'influence sur toute la profondeur de l'évolution du waist sous intensité constante.

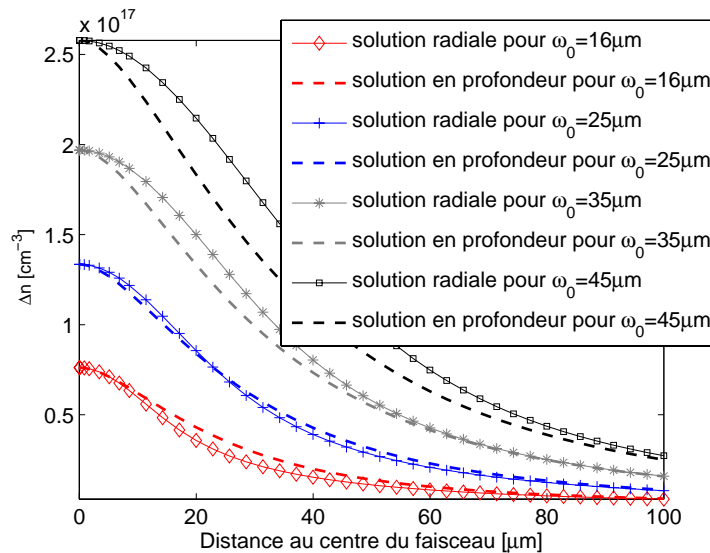


Figure IV.2 : Etude de l'influence du waist du faisceau lumineux incident pour une intensité lumineuse constante sur la concentration de porteurs

Physiquement, il est plus courant d'utiliser plusieurs puissances optiques différentes pour un même *waist* puisque c'est la base du fonctionnement du contrôle optique. C'est ce que nous allons étudier maintenant.

1.2.2 Puissance et intensité optiques

Nous venons de voir que lorsque la puissance lumineuse n'évolue pas, le waist du faisceau incident, directement lié à la distance entre le bout de la fibre et la surface, n'a d'influence que sur quelques dizaines de micromètres sous la surface. Cependant il est intéressant de connaître la dépendance de cette concentration par rapport à la puissance lumineuse incidente puisque c'est là le principe du contrôle optique que nous étudions. De plus comme nous l'avons indiqué dans l'équation (IV.1), la puissance P_{lum} et l'intensité lumineuse I_{lum} sont liées donc l'étude de l'influence de l'un correspond à l'étude de l'autre.

Ainsi sur la figure IV.3, sont présentées les concentrations en profondeur obtenues semi-analytiquement sous éclairage permanent mais avec une puissance lumineuse variant de $P_{lum}=10mW$ à $100mW$.

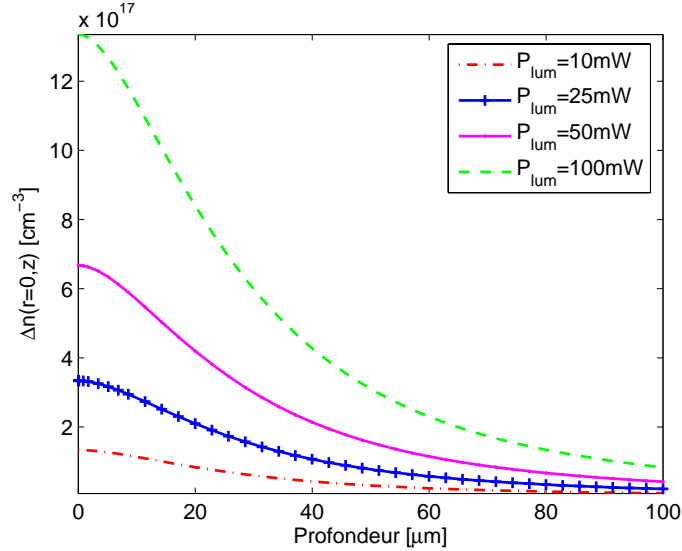


Figure IV.3 : Evolution de la concentration de porteurs photo-générés en fonction de la puissance lumineuse injectée selon l'axe de la profondeur

L'intérêt de cette figure réside dans la valeur de la concentration à l'origine en fonction de la puissance incidente. Ces valeurs sont données ci-dessous :

$$\begin{aligned} \Delta n(r=0, z=0) \Big|_{P_{lum}=10mW} &= 1,335.10^{17} cm^{-3} \\ \Delta n(r=0, z=0) \Big|_{P_{lum}=25mW} &= 3,338.10^{17} cm^{-3} \\ \Delta n(r=0, z=0) \Big|_{P_{lum}=50mW} &= 6,67.10^{17} cm^{-3} \\ \Delta n(r=0, z=0) \Big|_{P_{lum}=100mW} &= 1,335.10^{18} cm^{-3} \end{aligned}$$

Comme nous l'avons vu dans le chapitre III, ces valeurs ne dépendent que d'un facteur $g_0\tau_a$ dans lequel intervient linéairement I_{lum} . Ainsi, nous retrouvons bien que lorsque la puissance, donc l'intensité, est multipliée par deux, la concentration de porteurs libres dans le substrat est multipliée aussi par un facteur deux. Ceci nous amène à la conclusion que notre modèle électromagnétique divisant le plasma photo-induit en demi-sphères de conductivité constante reste valable lorsque la puissance lumineuse varie et que seule la valeur de conductivité de chaque sphère varie. De plus nous avons vu que la conductivité de chaque sphère est décrite en fonction de la conductivité de la sphère la plus petite et donc que pour réaliser une simulation électromagnétique de composants contrôlés optiquement en fonction de la puissance d'éclairage, seul un paramètre est à faire varier, ce qui simplifie grandement la simulation.

1.2.3 Longueur d'onde

Dans notre cas, nous utilisons une diode laser ayant pour longueur d'onde $\lambda_{lum}=830nm$. Cependant, grâce à la modélisation semi-analytique, il est possible de comparer l'injection optique en fonction de différentes longueurs d'onde et ainsi de conforter ou de réfuter notre choix. Cependant, la longueur d'onde n'intervient pas directement dans le calcul de la concentration de porteurs, seul le coefficient d'absorption α y intervient. Dans la littérature, nous trouvons la figure IV.4, présentant le coefficient d'absorption de différents matériaux semiconducteur en fonction de la longueur d'onde du faisceau optique incident [Sze85].

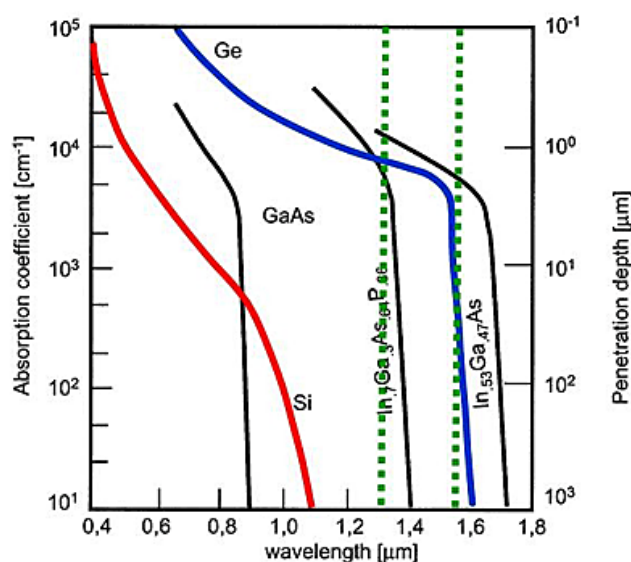


Figure IV. 4 : Coefficient d'absorption et longueur de pénétration de différents semiconducteurs courants en fonction de la longueur d'onde incidente [Sze85]

Le tableau suivant résume les valeurs du coefficient d'absorption dans le cas du silicium obtenues à partir de cette figure.

Longueur d'onde λ_{lum}	Coefficient d'absorption α	Longueur de pénétration $z=1/\alpha$
400 nm	$10 \mu m^{-1}$	$0.1 \mu m$
500 nm	$1 \mu m^{-1}$	$1 \mu m$
830 nm	$0,085 \mu m^{-1}$	$\sim 12 \mu m$
$1 \mu m$	$10^{-2} \mu m^{-1}$	$100 \mu m$
$1,1 \mu m$	$10^{-3} \mu m^{-1}$	$1000 \mu m$

Tableau IV.1 : Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde

La figure IV.5 présente la concentration de porteurs photo-induits en fonction de la longueur d'onde d'éclairement et donc du coefficient d'absorption correspondant variant dans les calculs. Cette étude va être présentée uniquement dans la direction de la profondeur puisqu'il est évident que c'est dans cette direction que la différence dans le coefficient d'absorption va se faire le plus ressentir.

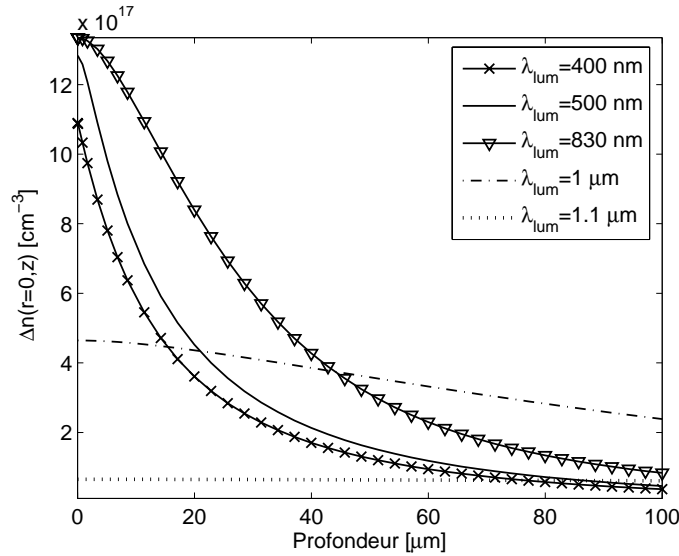


Figure IV.5 : Influence de la longueur d'onde du faisceau optique sur la concentration de porteurs dans le silicium dans la direction de la profondeur

Pour l'analyse de ces courbes, nous rappelons que le terme de génération $g_0\tau_a$ est linéairement proportionnel à $\lambda_{lum}\alpha$. Cependant pour des longueurs d'onde allant de 400 à 830 nm, malgré le fait que le produit $\lambda_{lum}\alpha$ diminue, la densité de porteurs excédentaires maximale (au centre du faisceau et à la surface) augmente. Ceci peut être expliqué par l'énergie contenue dans chacun des photons qui diminue et donc à puissance optique constante, il y a plus de photons donc plus de génération. Nous pouvons aussi expliquer cela par la longueur de pénétration qui augmente et qui permet la génération d'un plus grand nombre de paires électron-trou. Cela peut s'expliquer mathématiquement si nous reprenons l'équation (III.18) en $z=0$, nous obtenons :

$$\Delta n(z=0) = \frac{g_0\tau_a}{(L_a^2\alpha^2 - 1)} [\alpha L_a - 1] = K \frac{\lambda_{lum}\alpha\tau_a}{(L_a^2\alpha^2 - 1)} [\alpha L_a - 1] = K \frac{\lambda_{lum}\alpha\tau_a}{(\alpha L_a + 1)} \quad (IV.2)$$

et donc pour des valeurs de αL_a non négligeables devant 1, $\Delta n(z=0)$ augmente avec λ_{lum} et pour des valeurs de αL_a négligeables devant 1, $\Delta n(z=0)$ diminue si λ_{lum} augmente puisque dans ce cas α diminue.

En revanche, nous retrouvons effectivement une longueur d'onde optimale du point de vue de la concentration maximale telle que $\lambda_{lum}=830nm$. Lorsque la longueur d'onde augmente encore, nous pouvons remarquer que la valeur du coefficient d'absorption descend trop

fortement pour qu'elle soit compensée par la plus grande quantité de photons (à puissance optique constante, plus la longueur d'onde lumineuse est grande, plus il y a de photons). Cependant, notons que dans le cas d'une longueur d'onde de $1\mu\text{m}$, la concentration est quasiment constante sur les cent premiers micromètres, ce qui peut être intéressant dans le cas de l'utilisation du contrôle optique en technologie microruban puisque alors le champ hyperfréquence rencontre un matériau à conductivité quasiment constante sur toute la hauteur du substrat.

Nous venons donc d'analyser trois des caractéristiques définissant le faisceau optique incident à la surface du substrat semiconducteur. Nous allons par la suite nous intéresser aux caractéristiques physiques du semiconducteur, dans notre cas le silicium, et nous ferons enfin un résumé de toutes ces analyses.

1.3 Paramètres physiques du semiconducteur

1.3.1 Taux de recombinaison en surface

Nous avons vu dans la dernière partie du chapitre III, qu'il est possible de poursuivre le développement analytique en prenant une vitesse de recombinaison en surface non nulle. Nous allons donc nous servir de ce résultat ici afin d'étudier la nécessité de connaître précisément cette vitesse de recombinaison en surface. Nous rappelons que seule la vitesse de recombinaison en face avant va être analysée puisque la recombinaison en face arrière n'influe pas sur le résultat en raison de l'hypothèse d'échantillon suffisamment épais.

Ainsi sur la figure IV.6 sont représentées les concentrations de porteurs excédentaires dans le silicium en fonction de la vitesse de recombinaison de porteurs libres en face avant, i.e. surface d'éclairement.

Cette étude est réalisée dans la direction de la profondeur puisque la vitesse de recombinaison à la surface avant du substrat n'influe pas sur la distribution de la concentration de porteurs dans la direction radiale. Sur la figure IV.6, nous pouvons voir que la différence entre une vitesse de recombinaison $s_0=0\text{ cm.s}^{-1}$ et $s_0=10^2\text{ cm.s}^{-1}$ est presque indiscernable et que la différence avec $s_0=10^3\text{ cm.s}^{-1}$ est faible. Ainsi, nous en concluons que des vitesses de recombinaison inférieures à $s_0=10^3\text{ cm.s}^{-1}$, peuvent être traitées comme des vitesses nulles et ainsi simplifier grandement la résolution de l'équation ambipolaire permettant d'obtenir la concentration de porteurs photo-induits.

La vitesse de recombinaison en surface est définie comme étant la dérivée de la concentration en fonction de la profondeur. Ainsi elle doit aussi représenter la pente de la courbe de concentration à l'origine sur la figure IV.6, ce que nous pouvons vérifier.

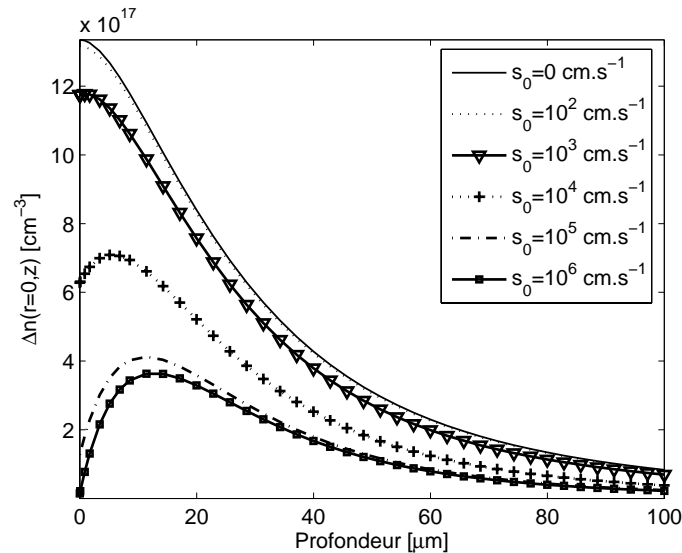


Figure IV.6 : Concentrations de porteurs excédentaires en profondeur suivant la vitesse de recombinaison de porteurs

Enfin pour des valeurs de vitesse de recombinaison supérieures à $s_0=10^4 \text{ cm.s}^{-1}$, l'influence de celle-ci devient largement non négligeable et il faudra, dans ce cas, la prendre en compte précisément. Cependant, comme nous l'avons déjà dit précédemment, il est très difficile de connaître la vitesse de recombinaison en surface d'un semiconducteur ayant été utilisé pour y déposer des composants. Nous pouvons simplement trouver dans la littérature le fait qu'un substrat silicium présentant une surface dite 'miroir' présente une vitesse de recombinaison inférieure à $s_0=10^3 \text{ cm.s}^{-1}$, ce que nous considérerons comme étant notre cas [Vai00].

1.3.2 Durée de vie ambipolaire

Au début du développement analytique présenté au chapitre II, nous avons pris comme hypothèse d'être en forte injection, hypothèse vérifiée par la suite, ce qui a pour conséquence une durée de vie ambipolaire τ_a égale à $2.\tau_0$. Mais qu'en est-il si cette durée de vie ambipolaire diminue en raison d'une injection qui serait moindre et donc qui ne pourrait plus être considérée comme en forte injection ou si la durée de vie intrinsèque des particules chargées diminue. C'est ce que nous nous proposons d'étudier à présent.

Ainsi sur la figure IV.7, nous présentons la concentration de porteurs photo-induits dans le substrat silicium éclairé dans le cas d'une durée de vie $\tau_a = 2, 3$ ou $4\mu\text{s}$.

D'après l'influence directe de la durée de vie sur le résultat du calcul analytique venant du terme multiplicatif $g_0\tau_a$, nous devrions obtenir des valeurs à l'origine qui devraient être uniquement des multiples les unes des autres.

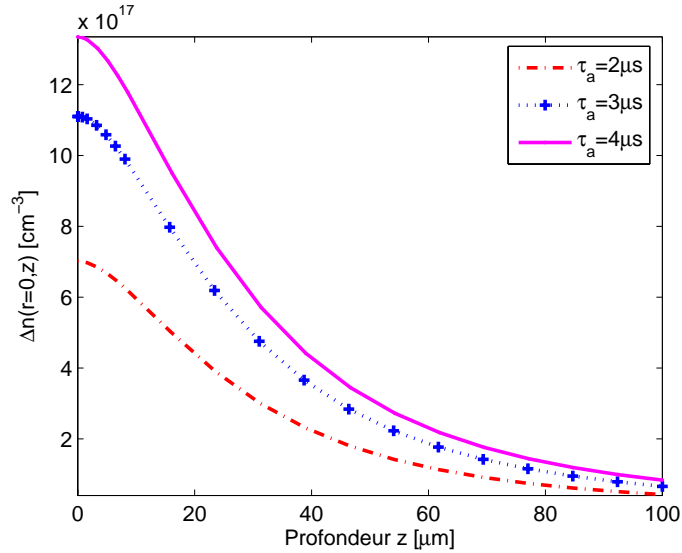


Figure IV.7 : Influence de la durée de vie ambipolaire sur la densité de porteurs photo-induits dans la direction de la profondeur

Or nous obtenons les valeurs rassemblées ci-dessous :

$$\begin{aligned} \Delta n(r=0, z=0) \Big|_{\tau_a=2\mu s} &= 7,015 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \\ \Delta n(r=0, z=0) \Big|_{\tau_a=3\mu s} &= 1,11 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \\ \Delta n(r=0, z=0) \Big|_{\tau_a=4\mu s} &= 1,335 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$

Il faut donc rappeler ici que la longueur de diffusion ambipolaire L_a , influençant la valeur de l'intégrale calculée à l'aide de Matlab, est égale à $L_a = \sqrt{D_a\tau_a}$ avec D_a représentant le terme de diffusion ambipolaire. De plus si nous reprenons l'équation (III.18) et que nous faisons un développement limité de la fonction par rapport à τ_a nous obtenons

$$\Delta n(z=0) = \frac{g_0\tau_a}{(L_a^2\alpha^2 - 1)} [\alpha L_a - 1] = g_0\tau_a (1 - \alpha\sqrt{D_a\tau_a}) \quad (\text{IV.3})$$

et donc nous pouvons conclure que le rapport linéaire entre $\Delta n(r=0, z=0)$ et τ_a n'est obtenu que pour des valeurs de τ_a telles que τ_a soit négligeable devant $1/\alpha^2 D_a$ (de l'ordre du dixième de microseconde).

Nous expliquons ainsi l'absence de facteur multiplicatif simple entre les différentes valeurs de concentrations à l'origine. Cependant, en adéquation avec notre hypothèse de départ, la concentration de porteurs dans le silicium augmente avec la durée de vie ambipolaire, ce qui a pour effet d'amplifier le fait que nous sommes en forte injection et ce qui conforte

l'hypothèse d'une durée de vie ambipolaire égale à deux fois la durée de vie intrinsèque des porteurs dans le silicium.

1.4 Résumé de la sensibilité des paramètres

Nous venons d'étudier l'influence de divers paramètres sur la concentration de porteurs photo-induits dans le volume du semiconducteur, nous nous proposons de comparer ces différentes influences afin de conclure sur la nécessité de précision concernant la valeur de chacun de ces paramètres.

Nous avons d'abord vu que pour une puissance optique constante, la densité de porteurs à l'origine est divisée par quatre lorsque le *waist* du faisceau est doublé, mais que pour un *waist* constant, lorsque la puissance optique est doublée, la valeur de la concentration à l'origine est doublée aussi. L'influence de la durée de vie ambipolaire de porteurs libres est comparable, puisque même si la concentration ne suit pas linéairement la multiplication de la durée de vie, son évolution est quasi-linéaire pour des valeurs de durée de vie faibles. Il est important de noter aussi que pour ces trois paramètres, la répartition en profondeur de la concentration n'est pas influencée. Il n'y a que dans le cas du *waist* du faisceau que l'on peut évidemment noter une influence dans la direction radiale due au changement de la fenêtre d'éclairement.

En ce qui concerne, la longueur d'onde du faisceau optique et la vitesse de recombinaison en surface, leurs influences ne sont pas linéaires. Pour la longueur d'onde, nous pouvons seulement conclure sur sa valeur optimale telle que $\lambda_{lum}=830\text{ nm}$, donnant à puissance constante une concentration de porteurs photo-générés la plus grande. La vitesse de recombinaison en surface est certainement le paramètre dont l'étude est la plus intéressante, puisque sa variation implique une forte évolution de la valeur de la concentration de porteurs à l'origine mais aussi de la valeur maximale (qui sont différentes pour des vitesses supérieures à $s_0=10^3\text{ cm.s}^{-1}$).

Le tableau IV.2 résume l'évolution de la concentration de porteurs excédentaires photo-générés sous éclairage permanent par rapport à la variation des différents paramètres physiques et optiques de notre système.

Paramètre	Variation	Effet induit sur $\Delta n(0,0)$
Waist du faisceau w_0	double	divisé par 4
Puissance optique P_{lum}	double	double
durée de vie ambipolaire τ_a	double	quasiment double
Longueur d'onde λ_{lum}	Non linéaire mais optimale pour $\lambda \sim 830\text{nm}$	
Vitesse de recombinaison en surface s_0	augmente	Diminue fortement pour $s_0 > 10^3 \text{cm.s}^{-1}$ mais non linéairement et la forme de la répartition évolue

Tableau IV.2 : Evolution de la concentration de porteurs à l'origine par rapports à différents paramètres

2 Mesures pratiques

Jusqu'à présent, dans ce mémoire, nous n'avons principalement parlé que de la théorie du contrôle optique. Cependant, il va de soi que la théorie ne peut être vérifiée que par sa confrontation avec des mesures pratiques. Nous avons donc conçu et réalisé des dispositifs en technologie coplanaire, puisque la technologie utilisée jusqu'alors était en microruban, afin de pouvoir réaliser :

- un calibrage SOLT déporté et TRL sur site.
- des mesures de dispositifs simples, tels que des lignes à gap, lignes à stub, lignes de transmission (thru) et ligne ouverte.
- des mesures de dispositifs plus complexes tels que des lignes couplées et un filtre à saut d'impédance.

Nous avons donc dessiné le masque (figure IV.8) permettant la fabrication par photolithographie.

Nous pouvons retrouver sur cette vue de notre masque des marqueurs permettant de retrouver facilement les dispositifs tels que :

- L indique les lignes
- CC indique des courts-circuits
- CO indique des circuits-ouverts
- T indique les lignes courtes servant au calibrage principalement
- G indique les lignes à gap
- K indique des capacités interdigitées
- S indique une self

- 3 indique les lignes à stub
- et le reste concerne les filtres à saut d'impédance, un coupleur et des plots simples pour le calibrage.

A partir de ce masque nous avons donc procédé à la fabrication en cherchant à réaliser un contact Schottky sous les lignes, ce qui revient à dire que nous n'avons pas exécuté de pré-dopage du silicium sous ces lignes. Le type de contact est important puisque comme nous l'avons vu au chapitre II, celui-ci influence la concentration de porteurs dans le substrat lors de l'éclairement.

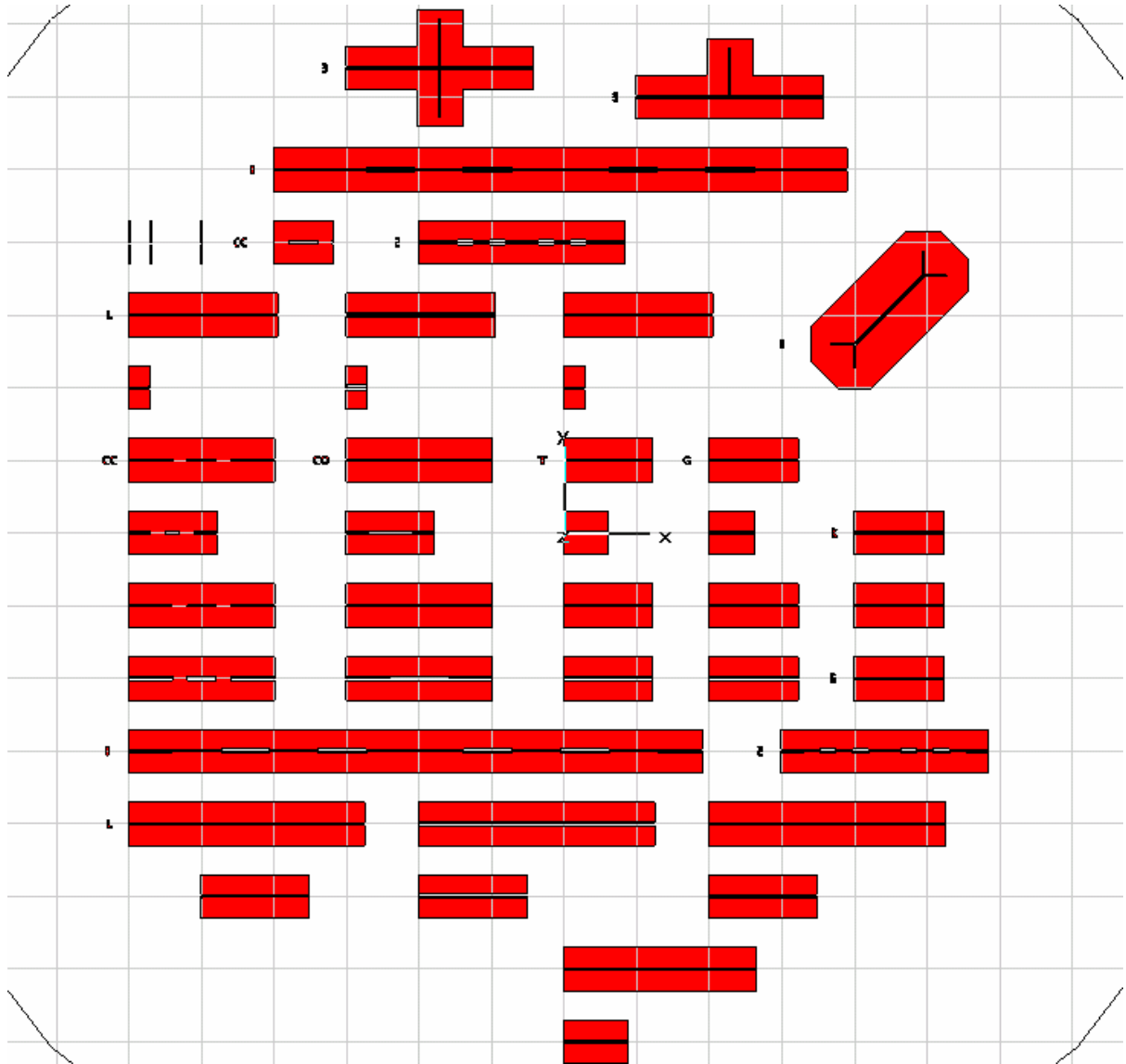


Figure IV.8 : Masque de photolithographie de nos dispositifs en technologie coplanaire

Techniquement, les lignes présentent trois valeurs d'impédances caractéristiques Z_0 différentes sur notre masque. Ces impédances sont définies en technologie coplanaire par le rapport existant entre la largeur du ruban signal W et la largeur de l'espace S entre ce ruban signal et la masse. Le tableau IV.3 rappelle ces trois valeurs et les dimensions correspondantes :

Impédance Z_0	Largeur ruban signal W	Espace entre ruban signal et plan de masse S
30 Ω	103 μm	10 μm
50 Ω	65,6 μm	40 μm
90 Ω	30 μm	152 μm

Tableau IV.3 : Impédances caractéristiques et dimensions correspondantes des lignes de notre masque

2.1 Présentation des mesures

Suite à la fabrication des dispositifs, nous avons pu réaliser nos mesures sous pointes. Le banc de mesure opto-microondes utilisé à l'IMEP, présenté figure IV.9, est constitué du matériel suivant:

- un analyseur de réseaux vectoriel HP8510C, fonctionnant entre 45 MHz et 40 GHz
- une station de mesures sous pointes utilisant des pointes 'infinity GSG-150' présentant une impédance caractéristique de 50 Ω et un espacement entre les pointes de 150 μm
- une diode laser couplée à une fibre multimode émettant un faisceau lumineux de longueur d'onde centrée autour de 830nm
- un support de fibre monté sur un micro-positionneur permettant le guidage de la lumière jusqu'à la surface du silicium et son déplacement.

Les mesures des paramètres [S] sont effectuées à l'aide de l'analyseur vectoriel de réseaux. Au préalable, une étape de calibrage doit être entreprise. En pratique, aux fréquences utilisées dans notre cas, les mesures vectorielles de paramètres [S] (module et phase) sont difficiles à réaliser en raison des pertes et du déphasage introduits par les câbles coaxiaux et les pointes reliant le dispositif sous test et l'analyseur, ainsi que des erreurs systématiques inhérentes à l'appareil. La procédure de calibrage de l'appareil consiste donc à évaluer les erreurs de manière à en tenir compte lors de la mesure du dispositif et de les soustraire à la réponse [Agi01a].

Ainsi différents standards co-existent pour réaliser cette procédure. Le plus classique est le calibrage SOLT (*Short, Open, Load, Thru*). Il consiste à présenter successivement une charge 50 Ω , un circuit ouvert et un court-circuit sur chacun des deux ports puis de connecter ces deux ports entre eux. De la réponse de chacune de ces étapes de calibrage sont déduites les erreurs et ce pour chaque point de fréquence. La précision du calibrage, et par voie de conséquence celle des mesures suivantes, dépend directement de la qualité de ces standards.

Cependant, la mesure précise des paramètres [S] nécessite de placer les plans de référence (dont la position est déterminée par le milieu du Thru lors du calibrage) au plus près du

dispositif sous test. Or, les standards de calibrage commerciaux ne présentent évidemment pas la longueur de ligne d'accès adéquate pour nos mesures. Par conséquent les plans de références sont situés au mieux à l'extrémité de chacune des deux points. Pour ramener les plans de référence au bout des lignes d'accès de nos dispositifs, il est donc nécessaire d'utiliser une technique dite d'épluchage ou '*de-embedding*' [Agi01b].



Figure IV.9 : Photographie du banc de test opto-microonde permettant l'analyse du contrôle optique de composants hyperfréquences en technologie coplanaire

La technique d'épluchage consiste à enlever de la mesure effectuée dans les plans de mesure du calibrage toutes les lignes d'accès permettant l'accès au dispositif proprement dit. La difficulté consiste donc en une connaissance parfaite des caractéristiques des lignes d'accès qui peuvent être obtenues par la mesure d'une ligne directe mais ceci ajoute une mesure au calibrage. Pour s'affranchir de ces problèmes d'épluchage, il faut calibrer l'analyseur de réseau directement dans les plans du dispositif. Pour ce faire, les standards doivent être réalisés sur la plaquette de test, en technologie coplanaire dans notre cas.

De plus, il est difficile d'obtenir des charges précises dans toute la plage de fréquence dans cette technologie, contrairement aux lignes de transmission facilement réalisables. C'est pourquoi nous utilisons un calibrage TRL (*Thru, Reflect, Line*).

Nous avons donc prévu, sur notre plaquette de test, trois types de standard de calibrage :

- Le *Thru*, qui est une ligne de transmission d'impédance caractéristique voulue de 50Ω . La méthode de calibrage la plus classique consiste à fixer les plans de référence au milieu de cette ligne et ainsi de s'affranchir des lignes d'accès.

- Le *Reflect*, qui est soit un court-circuit, soit un circuit-ouvert, la seule différence étant la phase de l'onde réfléchie.
- Le *Line*, qui est une ligne de transmission d'impédance caractéristique 50Ω , dont la longueur diffère des dimensions du *Thru* d'une longueur Δl fonction de la bande passante désirée et définie comme le quart de la longueur d'onde guidée à la fréquence centrale de cette bande passante.

Contrairement au calibrage SOLT, le calibrage TRL présente l'inconvénient de n'être valable que sur une bande de fréquence étroite, typiquement une octave autour de la fréquence centrale. Il est donc judicieux de concevoir plusieurs lignes de longueurs différentes pour couvrir une bande de fréquence plus large. Dans notre cas le calibrage TRL est composé de deux lignes permettant de couvrir une bande allant de 800 MHz à 40 GHz mais la plupart des résultats suivants seront présentés pour une bande de fréquence allant jusqu'à 20 GHz uniquement en raison de problèmes de qualité du calibrage au delà de 20 GHz .

Enfin, le système optique est composé d'une diode laser couplée dans une fibre optique permettant le guidage de la lumière jusqu'à la surface du semiconducteur. La puissance d'émission de la diode laser est contrôlée en courant à l'aide d'une source externe et émet un faisceau laser multimode de longueur d'onde $\lambda_{lum} = 830 \text{ nm}$. La fibre optique est maintenue par une férule porte-fibre supportée par un des micro-positionneurs de la table de mesure. La reproductibilité de l'expérience et le placement optimum de la fibre sont assurées par le placement de la fibre de façon à ce que l'injection optique soit maximale et que son influence soit la plus grande possible sur la réponse fréquentielle du dispositif sous test. Pour cela, connaissant par avance l'évolution de la réponse fréquentielle, nous plaçons la fibre optique de façon à ce que cette évolution soit maximale à une puissance moyenne donnée.

2.2 Résultats pratiques avec éclairage

Les résultats des mesures sous pointes sont exportés depuis l'analyseur sous forme de fichier au format 'cityfile' puis traduit à l'aide de ADS dans un format 'touchstone' pour être lu et exploité sous Matlab. Pour cette raison, les graphiques présentés ci-dessous sont obtenus sous Matlab (format facilement reconnaissable) mais sont uniquement le résultat des mesures. Cette méthode d'extraction des résultats nous permettra ensuite de facilement comparer les résultats numériques et pratiques.

De plus, nous rappelons que les mesures ont été réalisées dans une bande de fréquence allant de 800 MHz à 20 GHz , cependant les résultats présentés ici seront parfois analysés dans une bande réduite pour obtenir plus de précision.

2.2.1 Mesure d'une ligne à stub

Nous allons commencer par présenter les résultats de la ligne à stub dont les caractéristiques ont déjà été présentées au chapitre II sur la figure II.11.

Cette ligne à stub est dimensionnée pour présenter une fréquence de réjection autour de 9 GHz , une impédance caractéristique de $50\ \Omega$ et être éclairée en bout de stub.

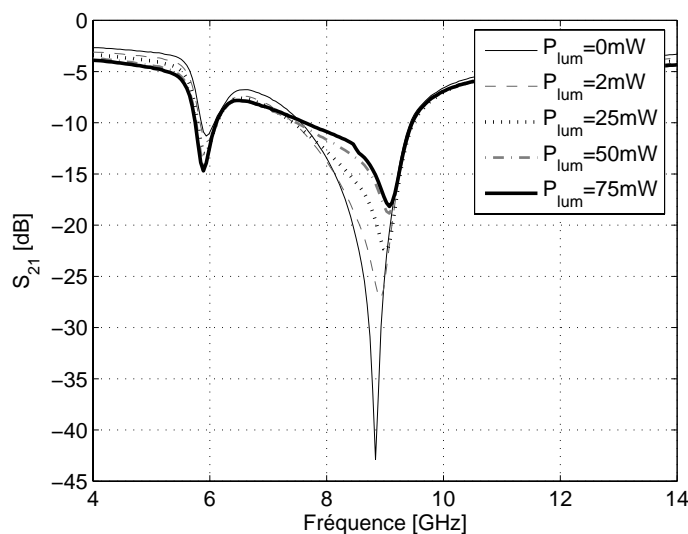


Figure IV.10 : Réponse fréquentielle d'une ligne à stub sous différentes puissances d'éclairage

Ainsi, nous obtenons la réponse fréquentielle, figure IV.10, de ce qui ressemble à un filtre réjecteur de fréquence. Cette réponse a déjà été présentée dans le chapitre II (figure II.13) pour une comparaison rapide avec le modèle électromagnétique sous CST mais nous proposons ici de l'étudier plus précisément.

Sur ce graphique, nous voyons apparaître deux fréquences de rejection parasites, en réalité sur nos mesures il y en a une troisième autour de $16,5\text{ GHz}$. Nous avons émis et vérifié plusieurs hypothèses afin d'expliquer ces réjections :

- elles peuvent venir d'un défaut dans la structure de la ligne. Cette hypothèse est réfutée par le fait que ces réjections apparaissent quelle que soit la plaquette de test.
- elles peuvent venir d'une réflexion en espace libre de l'onde sur un support de mesure. Nous avons donc vérifié en approchant une plaque métallique afin de

- réfléchir l'onde de façon aléatoire. L'absence de corrélation entre les deux phénomènes réfute cette hypothèse aussi.
- enfin elles peuvent venir d'une dissymétrie de l'onde dans le plan de masse. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons placé des *boundings* au dessus du stub et recommencé les mesures pour obtenir les résultats sans éclairciment à comparer avec les premières mesures sans éclairciment. Cette comparaison est visible figure IV.11.

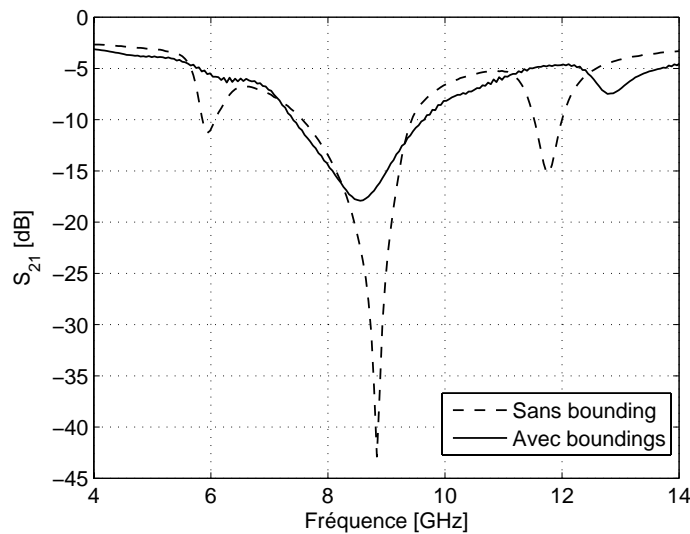


Figure IV.11 : Comparaison de mesure de ligne à stub avec et sans présence de bounding pour rétablir la symétrie du plan de masse

Ainsi nous avons mis en évidence la relation directe entre la présence ou non de boundings au dessus de notre stub et la présence de réjections parasites. En effet sur ces courbes, les réjections sont largement atténuées lorsqu'il y a des boundings. En revanche, nous observons dans le même temps la diminution de la profondeur de la réjection principale due à la présence du stub.

Au niveau de l'éclairciment, si nous faisons abstraction des fréquences de réjections parasites, il apparaît que l'éclairciment engendre une disparition de la réjection principale autour de 9 GHz. Cependant l'injection optique n'a pas ou peu d'influence sur la réponse fréquentielle dans le reste de la plage de mesure.

2.2.2 Mesure d'une ligne à transmission contrôlée

Le deuxième dispositif que nous nous proposons d'analyser est la ligne à transmission contrôlée, qui est dimensionnée pour présenter une impédance caractéristique de 50Ω et une longueur de $6000 \mu\text{m}$. Lors de la conception de la plaquette de test, cette ligne a été prévue pour être utilisée dans le cadre d'un calibrage TRL, ce qui explique sa longueur relativement grande. Cependant dans le cas spécifique de la ligne à transmission contrôlée, nous n'éclairons que d'un côté du ruban central, comme indiqué sur la figure IV.12, ce qui implique une dissymétrisation de l'onde au niveau de l'éclairement qui pourra être étudiée. Nous avons vérifié cependant que la position géographique de la zone d'éclairement le long de la ligne n'a pas d'influence sur la réponse fréquentielle tant que cet éclairage ne se fait pas dans la zone d'établissement de l'onde sur la ligne coplanaire (i.e. quelques centaines de micromètres).

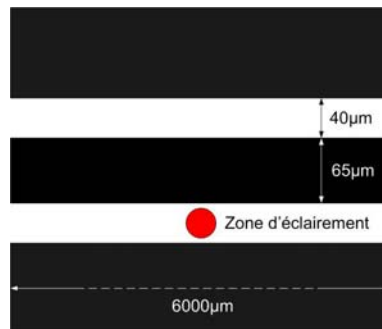


Figure IV.12 : Caractéristiques géométriques de la ligne à transmission contrôlée et zone d'éclairement

La figure IV.13 présente donc les résultats de mesure en fonction de la puissance optique P_{lum} allant de 0 mW (état off) à 75 mW , appliquée sur un des deux espacements entre la ligne signal et le plan de masse et au milieu de la longueur.

Cette mesure a été effectuée sous un calibrage SOLT, dont les plans de références sont placés en bout de pointes et qui ne prend donc pas en considération les pertes par contact et par transmission le long de la ligne. Les pertes d'insertion de 1 dB en basse fréquence et de 1,75 dB en haute fréquence peuvent être expliquées par ce calibrage, mais aussi par le manque d'épaisseur d'aluminium sur nos plaquettes de test. En effet, ceci sera un problème constant durant nos mesures, nous avons une épaisseur de métal sur la plaquette de quelque 400nm alors qu'il aurait fallu $1 \mu\text{m}$ pour réduire au maximum ces pertes par propagation.

En revanche il est intéressant de noter que l'injection optique engendre un affaiblissement constant sur toute la plage de fréquence de nos mesures et que nous avons donc réalisé **un atténuateur réglable très large bande**. Il restera par la suite à modéliser ce phénomène afin de le comprendre et de pouvoir le reproduire dans un système plus complet.

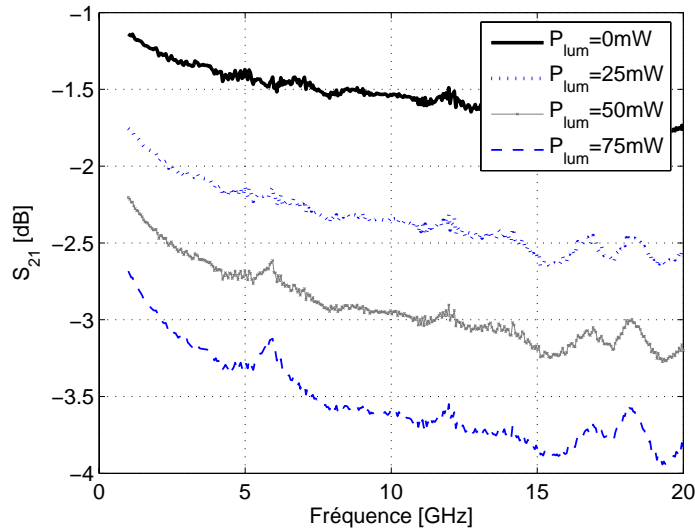


Figure IV.13 : Réponse fréquentielle d'une ligne de transmission avec perte photo-induite

2.2.3 Mesure d'une ligne ouverte

Parmi les dispositifs simples qui nous permettent de mieux appréhender le fonctionnement du contrôle optique en technologie coplanaire mais aussi de vérifier notre modèle électromagnétique, nous nous proposons de mesurer la ligne ouverte. Cette ligne est une ligne 50Ω de longueur $3000 \mu m$ que nous éclairons en son extrémité mais dont le plan de masse n'est pas refermé à la différence du stub, comme le montre la figure IV.14.

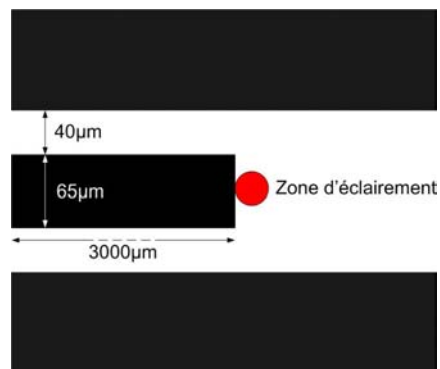


Figure IV.14 : Caractéristiques géométriques de la ligne ouverte et emplacement de l'éclairement

En effet, physiquement, cette ligne ressemble à une ligne à gap qui présenterait un gap de $4500 \mu m$ mais qui est connecté de la même façon. Cela permet d'obtenir un motif de réflexion

utilisable pour le calibrage TRL sur chacune des deux voies de l'analyseur en gardant une masse commune tout en permettant la mesure de réflexion en circuit ouvert contrôlé optiquement. La figure IV.15 présente les résultats de ces mesures. Nous y présentons les mesures sous des puissances d'éclairage allant de 0 mW à 75 mW mais avec un pas de mesure plus fin que précédemment car le phénomène mis en jeu est plus complexe à observer.

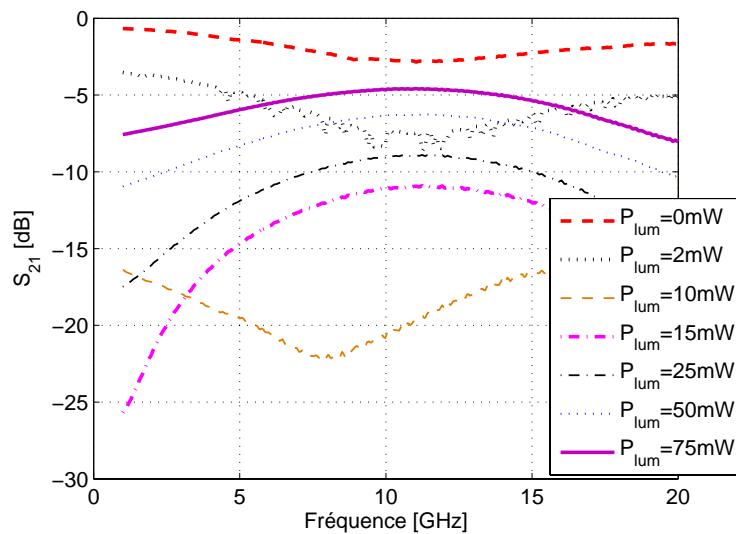


Figure IV.15 : Coefficient de réflexion d'une ligne ouverte éclairée en son extrémité suivant différentes puissances optiques

La difficulté de compréhension de cette figure réside dans le fait que nous pouvons séparer deux types d'évolutions inverses lorsque la puissance lumineuse augmente. En effet pour des puissances P_{lum} augmentant de 0 mW à 10 mW , le coefficient de réflexion en entrée de ligne diminue. Cette diminution de la réflexion s'explique par une absorption de l'onde hyperfréquence par la charge photo-induite qui peut s'apparenter à un circuit ouvert lorsque $P_{lum}=0\text{ mW}$ pour devenir une charge absorbante lorsque $P_{lum}=10\text{ mW}$. Par la suite, si la puissance optique augmente au-delà de 10 mW , le coefficient de réflexion augmente pour redevenir équivalent aux pertes d'insertion puisque la charge tend vers un court circuit. Physiquement, nous pouvons expliquer que lorsque la puissance de l'injection optique devient 'infinie', nous rétablissons la ligne vers les plans de masse et donc nous créons un court-circuit photo-généré.

2.2.4 Mesure de lignes à gap

Les lignes à gap sont intéressantes pour analyser deux types de coefficients, réflexion et transmission. Dans un premier temps, nous avons utilisé des gap conçus sous la forme de capacités interdigitées pour réaliser cette étude afin d'obtenir une influence accrue de l'éclairement sur la réponse. Nous montrerons, dans un deuxième temps, la mesure d'un gap de $50 \mu m$ de longueur sur une ligne d'impédance caractéristique de 50Ω .

a) Capacités interdigitées

Sur la figure IV.16 sont énoncées les dimensions physiques des capacités interdigitées que nous avons mesurées sous éclairage. L'éclairement est appliqué au bout du doigt central mais compte tenu des dimensions du cœur de la fibre ($r=25 \mu m$) et de celles de la géométrie, cet éclairage 'déborde' sur les cotés du doigt central.

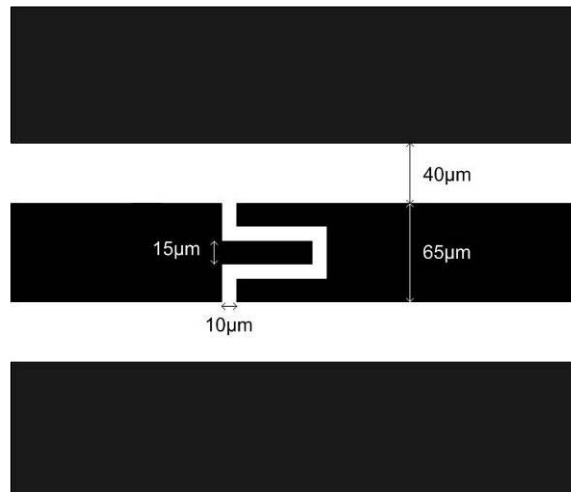


Figure IV.16 : Description des caractéristiques physiques des capacités interdigitées

Nous avons pu, à partir de ce dispositif, mesurer les coefficients de transmission S_{21} et de réflexion S_{11} en fonction de la fréquence et suivant différentes puissances d'éclairement. Les résultats de ces mesures sont rassemblés sur la figure IV.17.

En examinant le coefficient de réflexion, nous retrouvons le même fonctionnement que la ligne ouverte avec la même influence de l'éclairement. En effet, lorsque la puissance augmente, le coefficient de réflexion diminue pour atteindre un minimum autour de $-10dB$ puis il augmente pour redevenir égal à la mesure sans éclairage.

Sur la mesure du coefficient de transmission, sans éclairage, nous retrouvons bien la courbe caractéristique d'une ligne à gap qui ne laisse pas passer les basses fréquences et qui conduit les ondes de hautes fréquences. En revanche lorsque l'éclairement augmente, l'évolution de la

courbe est directement imaginable en fonction du coefficient de réflexion. En effet, lorsque la puissance augmente, l'onde hyperfréquence n'est plus réfléchi par le gap, comme nous venons de le voir, mais elle est de plus en plus transmise vers le deuxième accès. Puis si on augmente encore la puissance optique injectée, l'onde est à nouveau réfléchi par le court-circuit qui est en train de se former et donc ne peut pas être transmise, ce qui implique que le coefficient de transmission diminue.

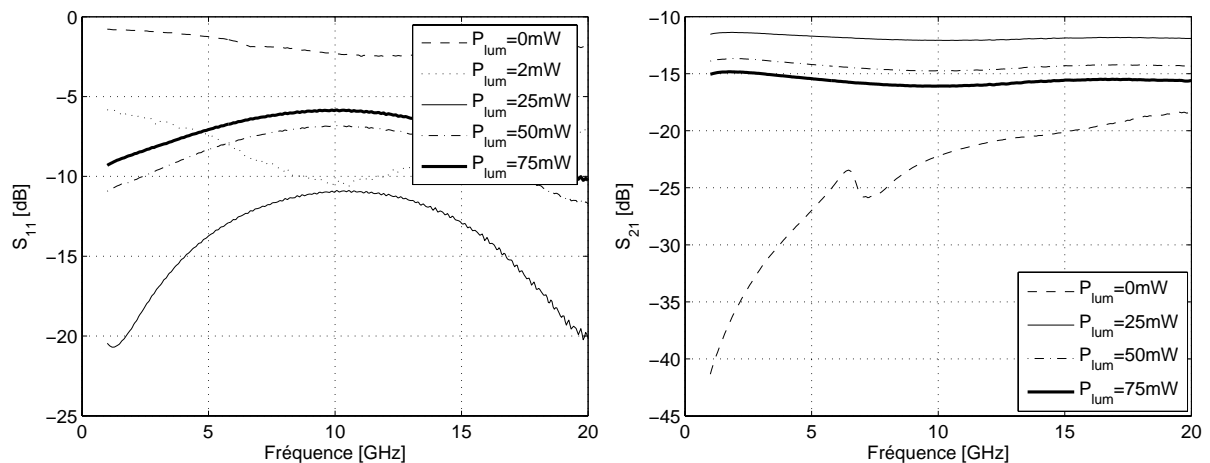


Figure IV.17 : Mesure des coefficients de réflexion S_{11} et de transmission S_{21} d'une ligne interrompue par une capacité interdiguée suivant la puissance de l'éclairage appliqué

Nous allons, dans le paragraphe suivant, vérifier ces conclusions grâce aux mesures d'une ligne à gap simple et des puissances optiques plus faibles.

b) Gap de $50 \mu m$

Nous avons conçu des lignes à gap présentant un gap de $50 \mu m$, ce qui est grand pour être vraiment utile puisque l'onde hyperfréquence ne traverse quasiment pas un tel gap. En revanche, cela nous a paru utile pour éclairer ce gap à l'aide d'une fibre de $50 \mu m$ de diamètre de cœur pour pouvoir étudier l'influence de l'injection optique dans le semiconducteur uniquement. Ainsi les mesures de la figure IV.18 ont été réalisées sur une ligne à gap d'impédance caractéristique 50Ω permettant donc de présenter une surface de couplage de $65 \mu m$ et de repousser les plans de masse suffisamment loin pour qu'ils ne subissent pas les effets de l'éclairage afin d'éviter la création d'un court-circuit trop rapidement.

Les puissances utilisées ici sont inférieures à celles utilisées précédemment, ce qui permet d'obtenir une meilleure précision sur la réponse hyperfréquence en fonction de la puissance injectée. Nous retrouvons, sur le coefficient de réflexion, la même évolution de la mesure par rapport à l'éclairage que lors des mesures de la capacité et de la ligne ouverte, c'est-à-dire

une diminution de la réflexion lors de l'augmentation de la puissance. Cependant les puissances injectées sont trop faibles pour observer l'inversion de tendance décrite dans les autres mesures.

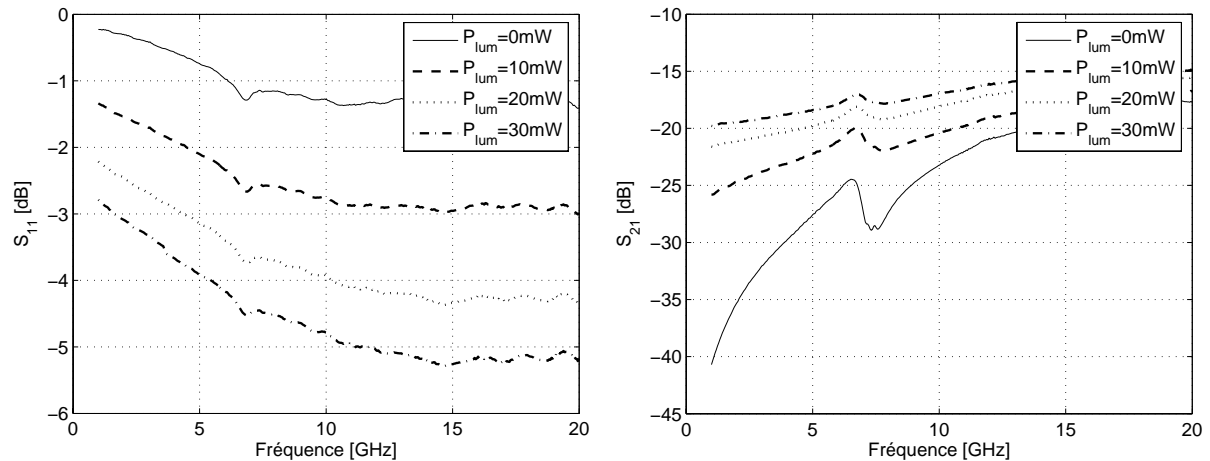


Figure IV.18 : Mesure des coefficients de réflexion S_{11} et de transmission S_{21} d'une ligne interrompue par un gap en fonction de la puissance de l'éclairage appliqué

L'intérêt de cette mesure réside dans le coefficient de transmission. Celui-ci reste faible en raison de la longueur du gap qui est très grande mais il augmente dans le même temps que la puissance optique injectée. Cela confirme le fait que nous créons des porteurs libres sous la surface sur une largeur quasiment égale à la largeur du gap (égale au diamètre de cœur de la fibre optique) et que ceux-ci permettent à l'onde de franchir le gap. Au cours de la mesure de la capacité interdigitée, nous avons déjà observé ce phénomène mais de façon moins précise du fait des puissances optiques mises en jeu et de la création d'un court-circuit. Ici, nous mettons en avant la bande de puissance optique permettant uniquement d'augmenter la transmission sans arriver à l'inversion de tendance.

3 Conclusion

Nous avons vu dans l'étude de sensibilité que quasiment tous les paramètres de simulation ont une influence non négligeable sur le résultat de simulation concernant la concentration de porteurs. Cependant, il est intéressant de retenir que certains paramètres comme le *waist* ont une influence sur l'allure de la répartition de porteurs. Alors que d'autres n'ont qu'une influence multiplicative sur le nombre de porteurs et que, par voie de conséquence, ils sont moins critiques au cours de la simulation. Par la suite, nous avons présenté les mesures, en termes de mise en œuvre et de résultats. Ces mesures n'ont pour l'instant peu d'intérêt en elles-mêmes, bien qu'elles permettent de mener une réflexion sur les phénomènes macroscopiques mis en jeu lors de l'injection optique. Cependant elles vont devenir nécessaires lors de la validation de nos résultats de simulation électromagnétique dans le chapitre V.

Ce chapitre montre bien la complémentarité au sein du contrôle optique des études macroscopiques et microscopiques, qui permettent dans un cas de caractériser un matériau et dans l'autre cas de caractériser le fonctionnement électromagnétique d'un dispositif contrôlé optiquement.

Chapitre V

Résultats de simulation et Comparaison avec la pratique

1	Résultats numériques de simulation électromagnétique	121
1.1	Sous CST	121
1.1.1	Ligne à transmission contrôlée.....	122
1.1.2	Ligne à stub	124
1.1.3	Capacité interdigitée.....	125
1.2	Perspectives sous ADS.....	126
2	Comparaison pratique/simulation	130
2.1	Capacité interdigitée	131
2.2	Ligne à transmission contrôlée	133
2.3	Ligne à stub.....	134
3	Conclusion et Perspectives.....	136

Dans le chapitre II, nous avons présenté un modèle électromagnétique basé sur la description de la densité de porteurs photo-générés dans le substrat qui va nous permettre de comparer les résultats de simulation avec les résultats pratiques présentés dans le chapitre IV.

Dans un premier temps, nous exposons, dans ce chapitre, les résultats de simulation électromagnétique sous CST Microwave Studio des dispositifs testés précédemment. Ainsi nous pourrons en fin de chapitre les comparer aux résultats pratiques. Nous verrons aussi que les simulations sous CST posent un problème de temps de calcul dont nous souhaitons nous affranchir en modélisant la charge photo-induite calculée semi-analytiquement pour une utilisation sous ADS. Enfin nous présentons les nouveaux objectifs en perspective pour la suite de la recherche sur le contrôle optique de composants hyperfréquences.

1 Résultats numériques de simulation électromagnétique

Nous avons vu aux chapitres II et III qu'il était possible de calculer soit numériquement soit semi-analytiquement, la concentration de porteurs photo-induits dans le volume du semiconducteur dans le cas d'un éclairage permanent. Nous avons de plus vu au chapitre II dans le paragraphe II.3 qu'il était possible de réaliser un lien entre cette concentration et un modèle électromagnétique représentant l'injection optique pour une utilisation sous 'CST Microwave Studio'. Nous allons d'abord présenter dans ce paragraphe les résultats de la simulation électromagnétique des dispositifs hyperfréquences contrôlés optiquement. Ensuite nous présenterons une perspective de modèle sous ADS, qui reste à développer et à améliorer, permettant la simulation hyperfréquence mais ayant pour avantage la vitesse de simulation. En effet, de la même façon que pour la simulation de la partie optique, la résolution tridimensionnelle des équations de Maxwell appliquées à la propagation d'un champ hyperfréquence dans une ligne coplanaire prend quelques heures alors que cette même simulation sous ADS ne prend que quelques secondes. Les comparaisons entre la pratique et la simulation les plus intéressantes en termes de conclusion sur la validité du modèle seront présentées dans le paragraphe V.2 suivant celui-ci.

1.1 Sous CST

Nous utilisons donc ici le modèle de l'injection optique présentée au II.3 basé sur la résolution de la photo-génération sous Matlab pour obtenir les réponses fréquentielles de divers dispositifs. Ce paragraphe nous sert pour réaliser une étude qualitative de l'influence de

l'éclairage sur la réponse fréquentielle du dispositif. Nous allons donc comparer ici uniquement l'évolution de la réponse en fréquence du résultat de simulation avec les influences que nous venons de décrire dans le paragraphe IV.2.2. L'étude quantitative de ces résultats de simulation viendra dans le prochain paragraphe où nous comparerons directement les résultats pratiques et simulés.

Le modèle électromagnétique étant le même dans toutes les simulations dont les résultats sont présentés ci-après, nous le présentons en 3-Dimensions sur la figure V.1 dans le cas de la simulation d'une ligne à transmission contrôlée. Comme nous l'avons dit au paragraphe II.3.2, nous utilisons la traduction de la concentration en termes de conductivité pour pouvoir définir la charge photo-induite dans CST. Pour le cas spécifique de la ligne de transmission, l'éclairage n'est appliqué que d'un côté du ruban central, ce que nous retrouvons dans nos simulations sous CST.

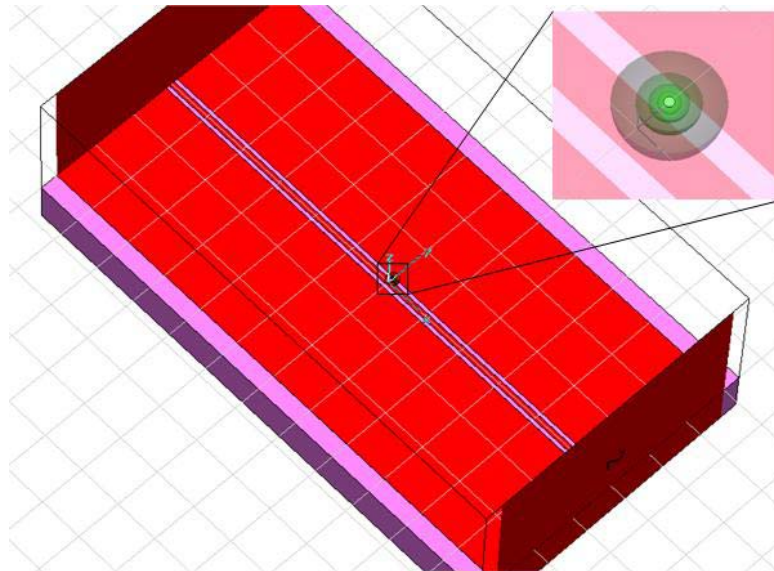


Figure V.1 : Présentation de la simulation sous CST de la ligne à transmission contrôlée optiquement

1.1.1 Ligne à transmission contrôlée

Sous CST Microwave Studio qui est un logiciel de simulation tridimensionnelle de composants hyperfréquences, nous avons donc redessiné la structure géométrique d'une ligne simple en y ajoutant le modèle électromagnétique de la charge photo-induite. Les résultats obtenus, figure V.2, sont référencés par rapport à la valeur de la conductivité utilisée lors la définition de la plus petite sphère, qui n'est autre que la valeur de la conductivité maximale photo-induite au centre du faisceau et sous la surface.

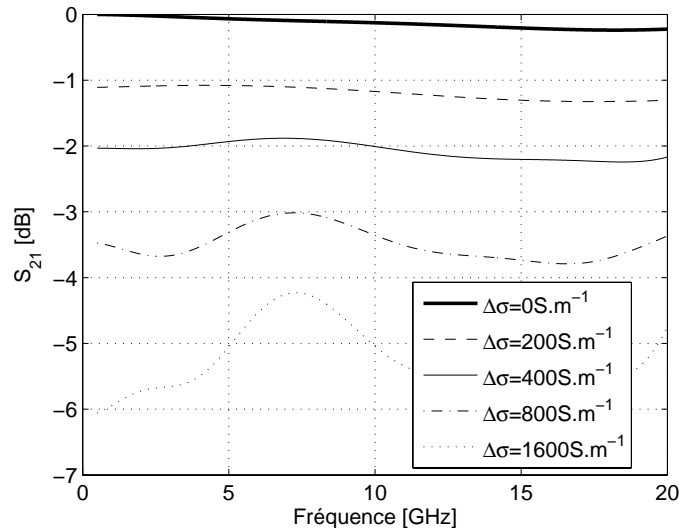


Figure V.2 : Résultats de la simulation sous CST d'une ligne à transmission contrôlée optiquement utilisant le modèle électromagnétique de la charge photo-induite

Nous remarquons sur le réseau de courbes de la figure V.2 que nous obtenons le même comportement qu'en pratique, c'est-à-dire que lorsque la puissance de l'éclairement augmente, la puissance de l'onde hyperfréquence transmise diminue. Cependant nous pouvons déjà remarquer que nous ne voyons pas apparaître les pertes d'insertion visibles dans la mesure. Ceci est dû à la difficulté sous CST de prise en compte de toutes les pertes du substrat semiconducteur. En effet, dans la définition du matériau composant le substrat, ce logiciel ne permet pas de rentrer dans le même temps la tangente de pertes et la résistivité ou conductivité intrinsèque. Ainsi tous les types de pertes ne sont pas pris en compte, ce qui est vrai aussi pour les pertes par contact au niveau des sondes puisque les mesures présentées sont principalement réalisées sous calibrage SOLT avec des plans de références avant les contacts des pointes sur le métal. Ainsi, les pertes d'insertion, composées des pertes par contact, des pertes diélectriques et des pertes par propagation, n'apparaissent pas au complet ici, mais nous retrouvons bien la même influence de l'injection optique sur la réponse fréquentielle de la ligne simple.

Cette première simulation nous permet de valider un peu plus notre modèle électromagnétique de la charge photo-induite, mais nous allons nous intéresser aux autres structures mesurées enfin de la valider dans la plupart des situations.

1.1.2 Ligne à stub

Nous nous proposons de présenter ici le résultat de la simulation sous CST de la ligne à stub sous différents éclaircissements traduits en terme de conductivité des sphères. Des résultats comparables ont déjà été présentés dans le chapitre II sur la figure II.12 pour une première validation rapide du modèle électromagnétique mais sont repris ici pour plus de précision sur la simulation et sur les conclusions.

Sur la figure V.3 sont présentés les résultats de cette simulation. Pour plus de facilité de lecture, les différentes courbes ne sont pas différenciées mais la légende est donnée dans l'ordre des courbes au niveau de la réjection principale autour de 9 GHz. De plus, ces résultats ne sont pas exactement les mêmes que dans la figure II.12, ce sont pourtant des résultats de simulation de la même structure. Cela montre la difficulté et les risques de la simulation numérique puisque la seule différence entre les deux simulations est le nombre de mailles et donc la précision de la simulation. Le résultat présenté ici provient d'un maillage plus fin, ce qui fait que nous voyons apparaître les défauts, autour de 6 GHz, dûs à la rupture de symétrie du plan de masse visible dans les mesures pratiques de cette ligne à stub présentée au IV.2.2.1.

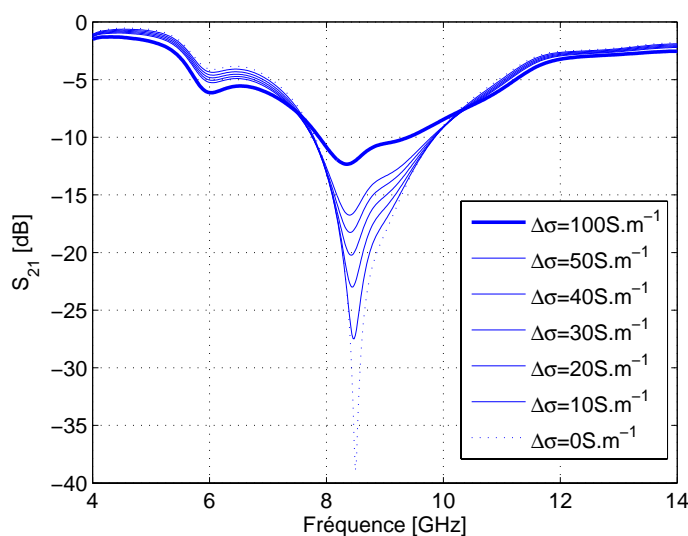


Figure V.3 : Résultats de simulation électromagnétique d'une ligne à stub contrôlé optiquement

Cependant, nous retrouvons à nouveau le comportement de la réponse en fréquence du dispositif face à l'augmentation de la puissance optique injectée et donc de la conductivité maximale du plasma photo-induit. En effet, plus la puissance optique injectée augmente plus la profondeur de la réjection principale diminue, jusqu'à ne plus apparaître en temps que réjection.

1.1.3 Capacité interdigitée

Nous terminerons ce paragraphe de présentation des résultats de simulation par celle de la ligne à capacité interdigitée utilisée ici comme un gap interdigité et non en tant que capacité. La figure V.4 facilite l'explication de la position de l'éclairement par rapport aux doigts de la capacité et la description du modèle qui y est appliqué. Nous pouvons y reconnaître la forme de la capacité présentée figure IV.14.

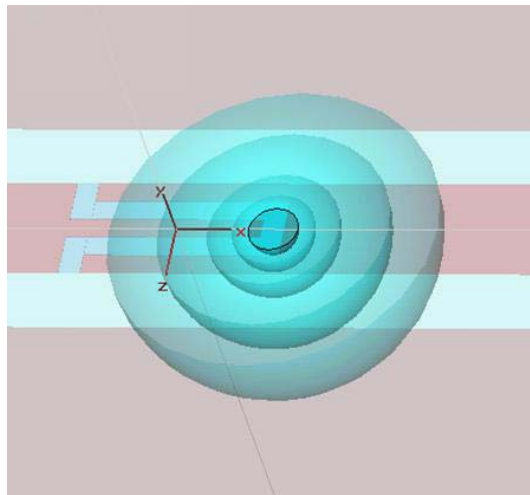


Figure V.4 : Présentation de la simulation de la ligne à capacité interdigitée et de la charge photo-induite sous CST

A partir de cette description de la structure sous CST, nous obtenons les résultats, figure V.5, concernant l'influence de la conductivité sur les coefficients de réflexion et de transmission en fonction de la fréquence.

Plusieurs remarques peuvent être exprimées à la vue de ces résultats :

- Nous retrouvons sur le coefficient de réflexion le même comportement qu'en mesure (cf figure IV.15)
- Nous pouvons cependant noter que ce coefficient de réflexion présente un niveau plus faible qu'en mesure avant l'inversion de comportement. Ce qui nous amène à penser qu'il doit être pratiquement possible de trouver une puissance optique permettant d'obtenir cette même valeur de réflexion mais que nous ne l'avons pas vu en pratique.
- De façon moins visible, nous obtenons aussi l'inversion de comportement sur le coefficient de transmission. C'est-à-dire que celui-ci augmente avec la conductivité avant de diminuer de nouveau lorsque la conductivité continue d'augmenter.

- Nous retrouvons ici des valeurs de conductivité comparables aux valeurs utilisées lors de la simulation de la ligne à pertes. Cependant elles sont très différentes des valeurs utilisées pour la ligne à stub alors que, en pratique, les puissances optiques injectées sont toutes comparables. Ce point restera à analyser dans les travaux futurs car nous ne lui avons pas encore trouvé d'explication.

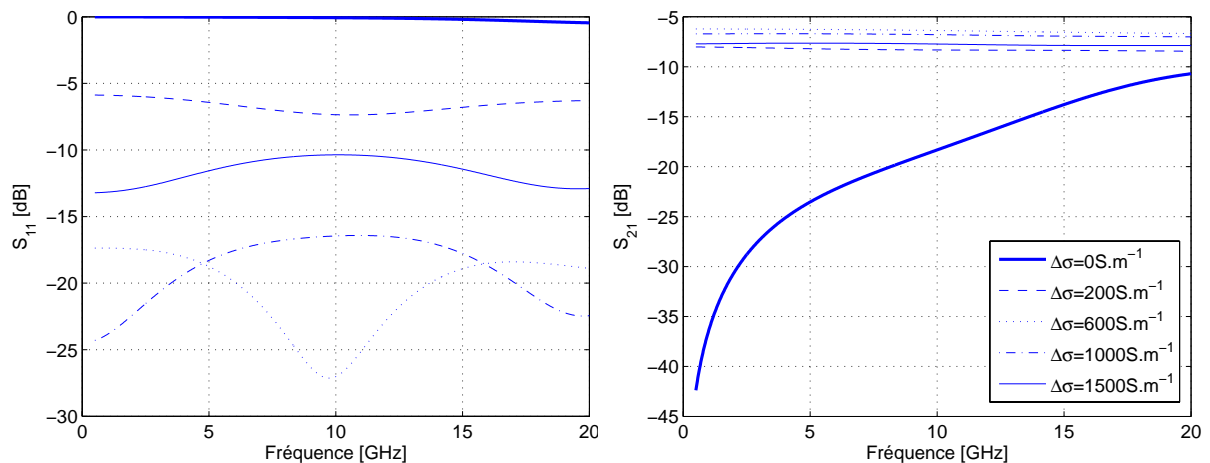


Figure V.5 : Simulation sous CST des coefficients de réflexion et de transmission d'une ligne à capacité interdiguée en technologie coplanaire contrôlée optiquement

Ainsi, nous venons de voir que notre modèle électromagnétique de la charge photo-induite, déduit de la concentration de porteurs photo-générés dans le semiconducteur est valide qualitativement pour les trois types de structures étudiées. C'est-à-dire qu'il traduit correctement l'influence de l'éclairement sur la réponse fréquentielle de ces dispositifs. Cependant, il est à noter que ces simulations prennent un temps relativement long sur un ordinateur moderne (quelques heures) et qu'il serait intéressant de trouver une autre méthode de simulation permettant d'obtenir un résultat aussi précis mais de façon plus rapide.

1.2 Perspectives sous ADS

Les résultats présentés dans le paragraphe précédent sont obtenus en utilisant le logiciel CST mais sont obtenus après quelques heures de simulation. L'objectif étant de réduire le temps de simulation de nos dispositifs, objectif atteint pour la partie optique, nous proposons une alternative à CST sous la forme d'une simulation sous ADS. Pour cela, le modèle développé sur la base de la concentration de porteurs photo-induits ne peut plus être utilisé. Mais il est intéressant de noter qu'à partir de cette concentration nous devons pouvoir modéliser la

charge photo-induite sous forme d'un 'bloc de paramètres [Z]' dépendant de la puissance optique et utilisable facilement pour appliquer en bout de ligne ouverte ou sous forme de gap. Nous nous proposons donc de montrer des résultats de simulation se rapprochant de la mesure pratique qui montre qu'il est possible de trouver un lien modélisant l'éclairement de contrôle sous forme d'une charge.

Pour présenter cette possibilité nous avons décidé d'utiliser une ligne à transmission contrôlée comme celle simulée précédemment mais de longueur $16,2\text{mm}$ afin d'amplifier les effets des pertes par propagation et pertes diélectriques qui ne sont pas prises en compte sous CST et que nous voulons considérer ici. Nous allons donc comparer deux situations, sans éclairage tout d'abord pour vérifier le calcul des pertes, puis sous un éclairage de 50 mW afin de vérifier la possibilité d'obtenir une simulation qualitativement et quantitativement la plus juste possible.

Sur la figure V.6, nous présentons la fenêtre de simulation sous ADS où apparaissent les lignes de transmission simples tout d'abord (entre les accès 5 et 6) puis ces mêmes lignes de transmission avec une charge en parallèle représentée par un 'bloc Z1P' (entre les accès 7 et 8). Sur cette figure, nous noterons que la charge photo-induite est traduite par une équation de la forme $1/(A+j\omega B)$ qui provient de la description de la charge photo-induite par une capacité à pertes.

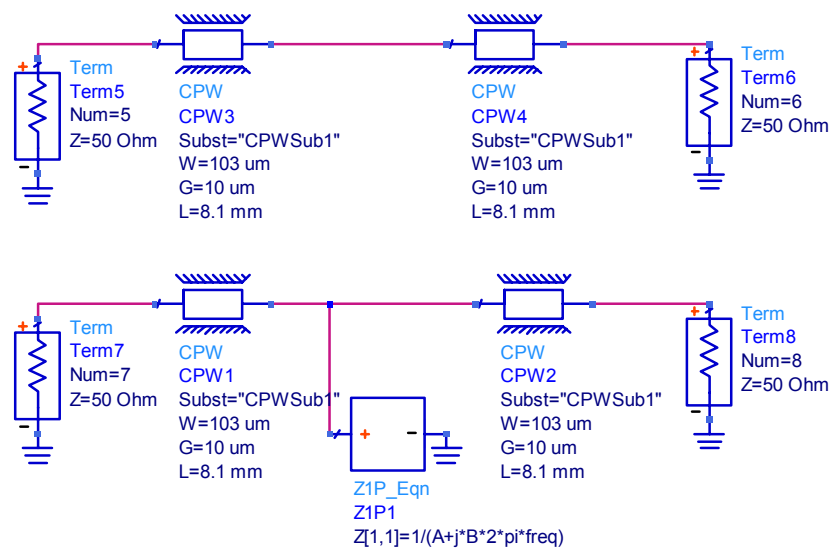


Figure V.6 : Simulation ADS d'une ligne à pertes contrôlée optiquement

Le développement suivant n'a pour objectif que de montrer la variation de la charge photo-induite par rapport à la puissance lumineuse et donc ici par rapport à la concentration de porteurs libres dans le substrat Δn et la pulsation de l'onde transmise ω . Nous partons de

l'hypothèse que la charge photo-induite peut se traduire en une capacité réelle, c'est-à-dire complexe puisque couplée avec une résistance, ce qui nous permet d'écrire :

$$Z_{opt} = \frac{1}{j\omega C} \quad \text{avec} \quad C = \frac{Q}{U} \quad (\text{V.1})$$

où Q représente l'intégrale de la conductivité sur une surface, correspondant à la charge des armatures et U correspond à la tension au borne du condensateur, qui est représentée par l'intégrale du champ électrique interne sur une ligne orthogonale à la surface précédente. Ainsi nous pouvons écrire :

$$Z_{opt} = \frac{1}{j\omega} \cdot \frac{\int E \cdot dl}{\oint \sigma \cdot dS} = \frac{1}{j\omega} \cdot \frac{\int \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon_p} \cdot dl}{\oint \sigma \cdot dS} \quad (\text{V.2})$$

Si nous considérons que nous sommes en forte injection, alors nous pouvons estimer que les mobilités des électrons et des trous, qui interviennent dans l'expression de la conductivité, sont indépendantes de la concentration de porteurs et donc que nous pouvons les sortir des intégrales, ce qui simplifie le calcul de la manière suivante :

$$Z_{opt} = \frac{1}{j\omega} \cdot \frac{\int \frac{e(\mu_n + \mu_p)\Delta n}{\epsilon_0 \epsilon_p} \cdot dl}{\oint e(\mu_n + \mu_p)\Delta n \cdot dS} = \frac{1}{j\omega \epsilon_0} \cdot \frac{\int \frac{\Delta n}{\epsilon_p} \cdot dl}{\oint \Delta n \cdot dS} \quad (\text{V.3})$$

avec la permittivité plasma ϵ_p décrite au chapitre II dans l'équation (II.16).

Ainsi à partir de ce point, nous allons trouver la variation de la charge photo-induite en fonction de la pulsation de l'onde transmise. Dans le volume du semiconducteur, cette pulsation est constante, la concentration de porteurs est la seule variable, nous allons donc pouvoir sortir les dépendances de la pulsation des intégrales, qui vont être considérées comme des valeurs constantes. Ce développement limité de la charge Z_{opt} suivant la pulsation ω ne nous permet pas d'obtenir les valeurs des constantes, mais nous rappelons que notre objectif ici est d'obtenir une forme d'équation simple, décrivant la charge photo-induite et pouvant être utilisé afin de la décrire et non pas de la calculer précisément. Nous obtenons donc :

$$Z_{opt} = \frac{A}{j\omega} \cdot \frac{\frac{B}{C - j\frac{D}{\omega}}}{E} = \frac{A \cdot B}{j\omega \cdot (C - j\frac{D}{\omega})E} = \frac{A'}{j\omega C' + D'} \quad (\text{V.4})$$

Enfin, nous concluons qu'il doit être possible de modéliser la charge photo-induite sous éclairage permanent, en forte injection, par une charge complexe dépendant de la fréquence de l'onde qui la traverse suivant la loi $1/(A+j\omega B)$. Nous allons donc utiliser cette description sous ADS.

Par la suite, la recherche sur le contrôle optique mènera certainement au calcul des constantes permettant la description de la charge photo-induite en fonction de la concentration afin d'obtenir une résolution complète de la partie optique allant de la puissance optique utilisées pour la résolution de l'équation ambipolaire et la traduction de la concentration obtenue en constantes décrivant la charge photo-induite sous ADS. Nous allons cependant démontrer la possibilité de modélisation du contrôle optique par ce moyen.

A partir de cette simulation dont nous comparons les résultats avec les résultats pratiques sur la figure V.7, nous cherchons à optimiser les coefficients A et B afin de faire coïncider les courbes. Nous pouvons remarquer notamment que le coefficient A intervient essentiellement en basse fréquence et que les hautes fréquences sont principalement dirigées par la valeur de B, il est ainsi aisé de faire correspondre les courbes.

Sur la figure de résultats V.7, les paramètres S_{21} présentées sont groupés comme suit :

- en pointillé, les résultats de mesure
- en ligne continue, les résultats de simulation sous ADS
- en gras, les résultats à l'état OFF
- en fin, les résultats à l'état ON

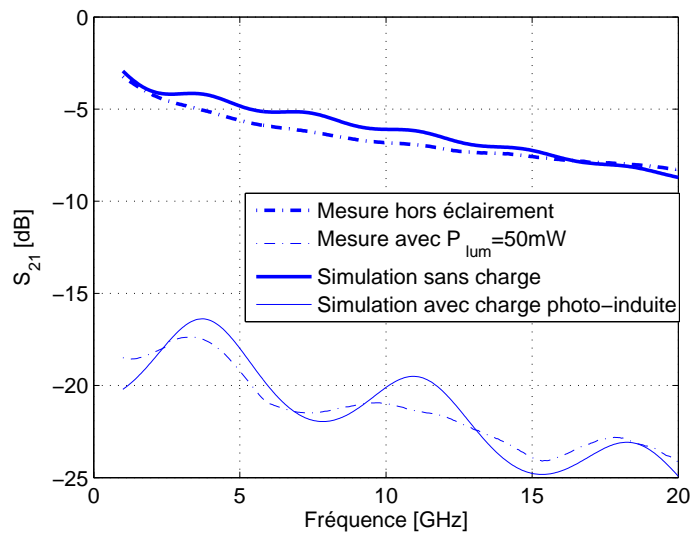


Figure V.7 : Résultats de simulation sous ADS d'une ligne à pertes et comparaison avec la pratique

Sur ce graphique nous pouvons voir qu'il est possible d'obtenir une très bonne adéquation entre les courbes provenant des mesures et celles provenant de la simulation. Ceci nous permet de vérifier dans un premier temps qu'il est possible sous ADS de prendre en compte toutes les pertes dans le substrat et dans la ligne de transmission. Et dans un deuxième temps,

cela nous permet de vérifier qu'il est possible de modéliser la charge photo-induite correspondant au contrôle optique dans ADS.

Rappelons pour finir sur cette perspective que la suite de la recherche sur ce domaine consistera donc à trouver un lien a priori entre la concentration de porteurs excédentaires photo-générés au sein du semiconducteur et les coefficients A et B de l'équation représentant cette charge photo-induite sous ADS.

2 Comparaison pratique/simulation

Dans le paragraphe IV.2.2 nous avons présenté des résultats pratiques, puis des résultats de simulation dans le paragraphe V.1.1 que nous avons étudiés qualitativement. Lors de cette étude, nous avons vu que l'influence de l'éclairement était correctement retranscrite par notre modèle électromagnétique de la charge photo-induite. Mais il est intéressant de comparer quantitativement ces résultats afin de connaître l'adéquation entre notre modèle électromagnétique de l'injection optique et la réalité physique mise en jeu. Ainsi, nous allons présenter cette comparaison dans le cas des dispositifs les plus courants de nos simulations et mesures, (i.e. gap, ligne à transmission contrôlée et lignes à stub).

De plus nous avons vu, au paragraphe IV.1.1.2 que la concentration maximale de porteurs dans le silicium augmente linéairement avec la puissance optique. Nous pouvons voir sur nos simulations sous Matlab (notamment sur la figure IV.3) qu'une puissance $P_{lum}=50mW$ donne une concentration maximale (au centre du faisceau) de porteurs photo-générés de $\Delta n(r=0,z=0)=6,67.10^{17}cm^{-3}$. Pour cette valeur de concentration, nous pouvons calculer les mobilités $\mu_{n,p}$ respectivement des électrons et des trous en prenant en compte la variation de ces mobilités en fonction de la concentration de porteurs libres tel que [Sil02] :

$$\mu_{n,p} = \mu_{1n,p} + \frac{\mu_{2n,p} - \mu_{1n,p}}{1 + \left(\frac{\Delta n}{N_{0n,p}}\right)^{\delta_{n,p}}} \quad (V.5)$$

Avec $\mu_{1n}=55.2cm^2.V^{-1}.s^{-1}$ et $\mu_{1p}=49.7cm^2.V^{-1}.s^{-1}$ les mobilités minimales des électrons et des trous et $\mu_{2n}=1430cm^2.V^{-1}.s^{-1}$ et $\mu_{2p}=479cm^2.V^{-1}.s^{-1}$ les mobilités maximales, et $N_{0n,p}$ les concentrations pour lesquels la mobilité des porteurs correspond à la moyenne des mobilités minimale et maximale.

Ainsi, nous pouvons traduire cette concentration et les mobilités correspondantes, pour obtenir la conductivité maximale qui devrait faire correspondre les résultats de simulation avec les courbes pratiques sous éclairement de 50mW, nous obtenons :

$$\begin{aligned}
\Delta\sigma_{\max} &= q \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot \Delta n(r=0, z=0) \\
\Delta\sigma_{\max} \Big|_{P_{lum}=50mW} &= 1,6 \cdot 10^{-19} (342 + 165) \cdot 10^{-4} \cdot 6,67 \cdot 10^{17} \cdot 10^6 \\
\Delta\sigma_{\max} \Big|_{P_{lum}=50mW} &= 5411 S \cdot m^{-1}
\end{aligned} \tag{V.6}$$

Ainsi c'est avec cette valeur de conductivité que nous aimerions comparer les résultats pratiques. Cependant nous pouvons voir que dans les résultats de simulation présentés, les conductivités maximales utilisées sont de $1500 S \cdot m^{-1}$. Cette différence (rapport d'environ 4) peut être expliquée par le fait que lors du calcul semi-analytique de l'injection optique, le coefficient de réflexion à la surface est considéré constant, or il est évident qu'il augmente à mesure que la concentration de porteurs dans le silicium augmente tel que :

$$r = \frac{\sqrt{\epsilon_r(\Delta n)} - 1}{\sqrt{\epsilon_r(\Delta n)} + 1} \tag{V.7}$$

et par conséquent la quantité de puissance transmise étant proportionnelle à $(1-r^2)$ diminue. En plus de cette raison, il faudra analyser tout ce qui peut faire que nous surestimons la concentration de porteurs induits par une puissance optique donnée et tout ce qui peut faire que l'influence de la conductivité peut être sous-estimée sous CST Microwave Studio.

Nous allons à présent comparer directement sur le même graphique les résultats pratiques et simulés dans le cas d'une ligne coupée par une capacité interdigitée.

2.1 Capacité interdigitée

Afin de comparer les résultats concernant la ligne coupée par une capacité interdigitée et pour la lisibilité des graphiques, nous allons d'abord analyser le coefficient de réflexion S_{11} du dispositif. Cette analyse va être séparée en deux parties en fonction de l'influence de l'éclairement, c'est-à-dire pour des puissances faibles, à gauche figure V.8, et pour des puissances fortes impliquant une remontée du coefficient de réflexion vers 0dB, à droite sur la figure V.8.

Nous pouvons voir sur ces figures qu'il reste toujours un problème de prise en compte des pertes diélectriques et de contact dans les simulations CST. Cependant nous remarquons sur les deux graphiques une bonne adéquation entre les courbes si on les compare deux à deux. En effet $P_{lum}=0 mW$ et $P_{lum}=2 mW$ (représentant la pratique) correspondent respectivement à $\Delta\sigma=0 S \cdot m^{-1}$ et $\Delta\sigma=200 S \cdot m^{-1}$ (représentant les simulations) aux pertes près, de même pour $P_{lum}=25 mW$ et $\Delta\sigma=1000 S \cdot m^{-1}$ et pour $P_{lum}=50 mW$ et $\Delta\sigma=1500 S \cdot m^{-1}$. Enfin, la courbe obtenue sous CST pour une conductivité de $\Delta\sigma=600 S \cdot m^{-1}$ nous apprend qu'il doit y avoir une puissance pour laquelle nous pouvons obtenir une courbe ayant cette forme selon la fréquence et cette atténuation alors que nous l'avons pas vue en mesure, certainement à cause de notre pas d'augmentation de puissance trop élevé.

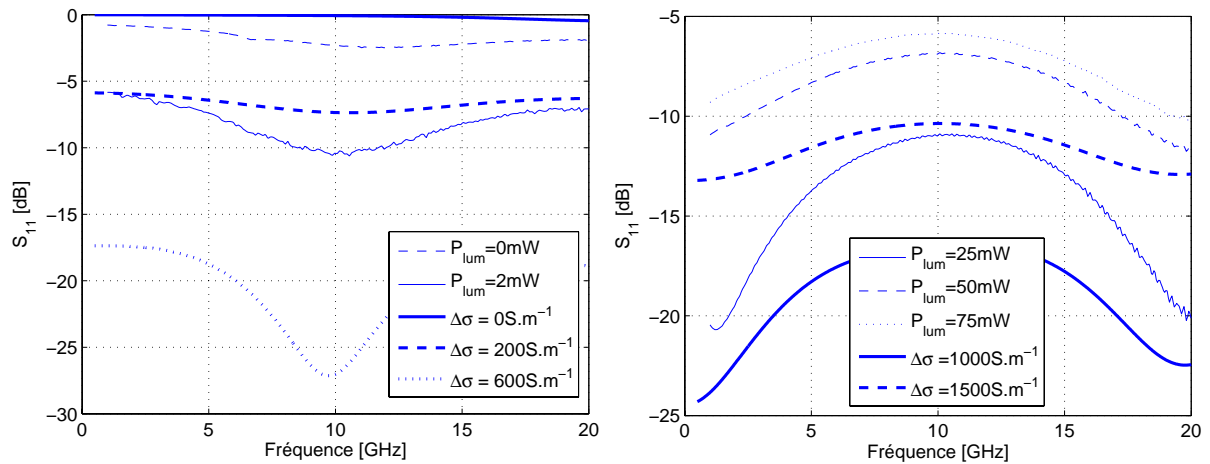


Figure V.8 : Comparaison pratique/simulation du coefficient de réflexion S_{11} d'une ligne à capacité interdite

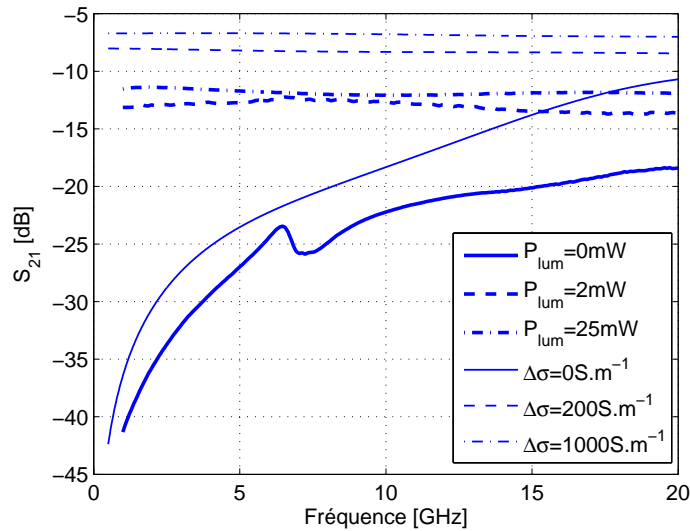


Figure V.9 : Mesures et simulations du coefficient de transmission d'une ligne coupée par une capacité interdite

En ce qui concerne le coefficient de transmission nous retrouvons, figure V.9, les mêmes couples de valeurs que précédemment nous donnant une allure de courbes se ressemblant énormément. La seule différence entre les deux courbes d'un couple, vient à nouveau des pertes d'insertion dans la ligne qui apparaissent plus élevées en pratique qu'en simulation avec une différence de 7dB quasi-constante. Sur la figure V.9, les courbes mesurées sont

représentées en gras et les résultats de simulation en trait fin afin de mieux faire apparaître le décalage.

Nous venons donc de voir que l'analyse d'une ligne à capacité interdigitée permet d'obtenir des couples puissance optique/conductivité donnant les mêmes courbes, qualitativement mais aussi et surtout quantitativement. L'objectif est maintenant de vérifier que ces couples restent quasiment les mêmes pour un autre type de structure sous test, c'est ce que nous allons faire dans le prochain paragraphe en analysant les lignes à pertes.

2.2 Ligne à transmission contrôlée

Pour cette comparaison, étant donné les problèmes des pertes d'insertion non prises en compte sous CST nous n'allons comparer que deux couples de valeurs qui sont $P_{lum}=0\text{ mW}$ et $\Delta\sigma=0\text{ S.m}^{-1}$ ainsi que $P_{lum}=50\text{ mW}$ et $\Delta\sigma=200\text{ S.m}^{-1}$. Avant même l'observation de la figure V.10, le lecteur remarquera que le deuxième couple de valeurs est différent des couples considérés dans l'étude d'une ligne à capacité interdigitée, ce qui correspond à une première limite de la méthode et à une des perspectives qui sera envisagée.

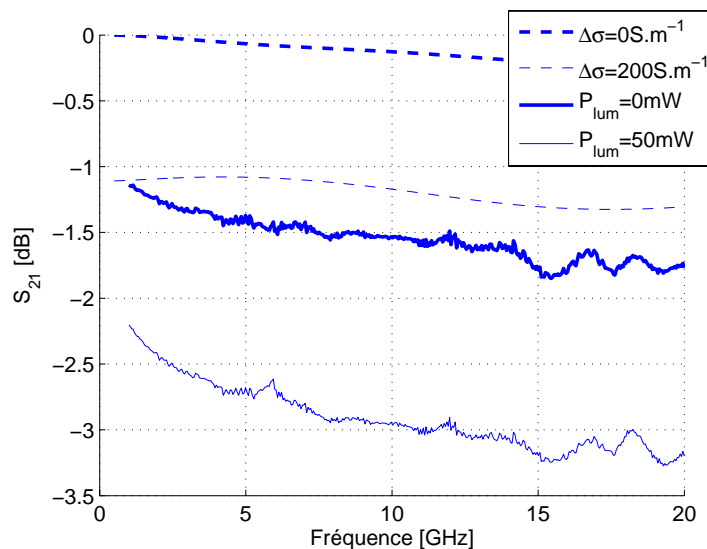


Figure V.10 : Coefficient de transmission d'une ligne à pertes simulé et mesuré

Sur ce graphique, nous pouvons remarquer que la différence entre les états OFF et ON que ce soit pratique ou en simulation est de 1 dB. Le décalage existant entre la simulation et la pratique pouvant déjà être observé à l'obscurité, cela nous confirme qu'il vient des pertes d'insertion, diélectrique et/ou de propagation, non prises en considération sous CST.

Cependant cela ne nous empêche pas de conclure sur la validité du modèle en notant le fait que les couples puissance optique/conductivité ne sont pas les mêmes que précédemment mais que ce problème fait parti des perspectives de travail comme nous le verrons ci-dessous. En effet cette différence entre les simulations de divers dispositifs est encore plus flagrante lorsque l'on analyse la ligne à stub dont les résultats sont présentés dans le paragraphe suivant.

2.3 Ligne à stub

La comparaison des résultats pratiques et simulés de la ligne à stub nous apporte de nombreuses difficultés dont certaines n'ont toujours pas trouvé de réponse. Nous rappelons qu'au paragraphe II.3.3, nous avons déjà comparé des résultats concernant les lignes à stub. Cependant nous allons les représenter ici afin de pouvoir les analyser en prenant en compte les conclusions énoncées sur les dispositifs précédents.

Dans les différents graphiques de la figure V.11, nous retrouvons des couples puissance optique/conductivité qui permettent aux courbes de se superposer parfaitement mis à part les pertes d'insertion mais pour ces dernières nous pouvons remarquer que la différence entre la mesure et la simulation est la même quelle que soit la puissance lumineuse injectée. Cependant deux problèmes se posent, le premier concerne la fréquence centrale de la réjection, qui diffère entre la simulation et la pratique. En théorie, cette fréquence de résonance dépend de la longueur du stub et de la permittivité du substrat, ainsi le décalage de fréquence vient soit d'une surgravure sous le masque de résine lors de la fabrication qui engendre une diminution de la longueur du stub, soit d'une variation de la conductivité intrinsèque de notre substrat pour l'obtention d'un silicium de haute résistivité lors de la fabrication des plaquettes.

Le deuxième problème est bien plus important et nous n'avons pas encore trouvé l'explication. Ce problème réside dans les valeurs de conductivité utilisées dans le cas de la simulation d'une ligne à stub comparé aux valeurs utilisés pour les lignes à gap interdigitée. En effet, pour les lignes à stub nous utilisons des valeurs allant de 0 S.m^{-1} jusqu'à 40 S.m^{-1} pour obtenir des résultats comparables aux mesures sous 0 mW à 75 mW alors que pour des lignes à gap interdigitées nous devons utiliser des valeurs allant de 0 S.m^{-1} à quasiment 2000 S.m^{-1} . De plus comme nous avons vu en introduction, et notamment dans l'équation(V.6), une puissance de 50 mW devrait nous donner environ 5400 S.m^{-1} . Dans cette introduction, nous avons donné une première explication de cette différence mais cette explication ne peut pas s'appliquer au fait qu'une différence existe entre deux dispositifs. Ce problème reste donc entier et nous n'avons malheureusement pas à l'heure actuelle d'explication, il faudra donc dans l'avenir le résoudre et principalement vérifier lors du

développement du modèle sous ADS si cela apparaît aussi. Une des explications pourrait consister en un problème de mode de propagation dans la ligne qui est perturbé par le stub dissymétrique (et par l'éclairage de la ligne à transmission contrôlée) en pratique mais que nous ne voyons pas apparaître en simulation sous CST.

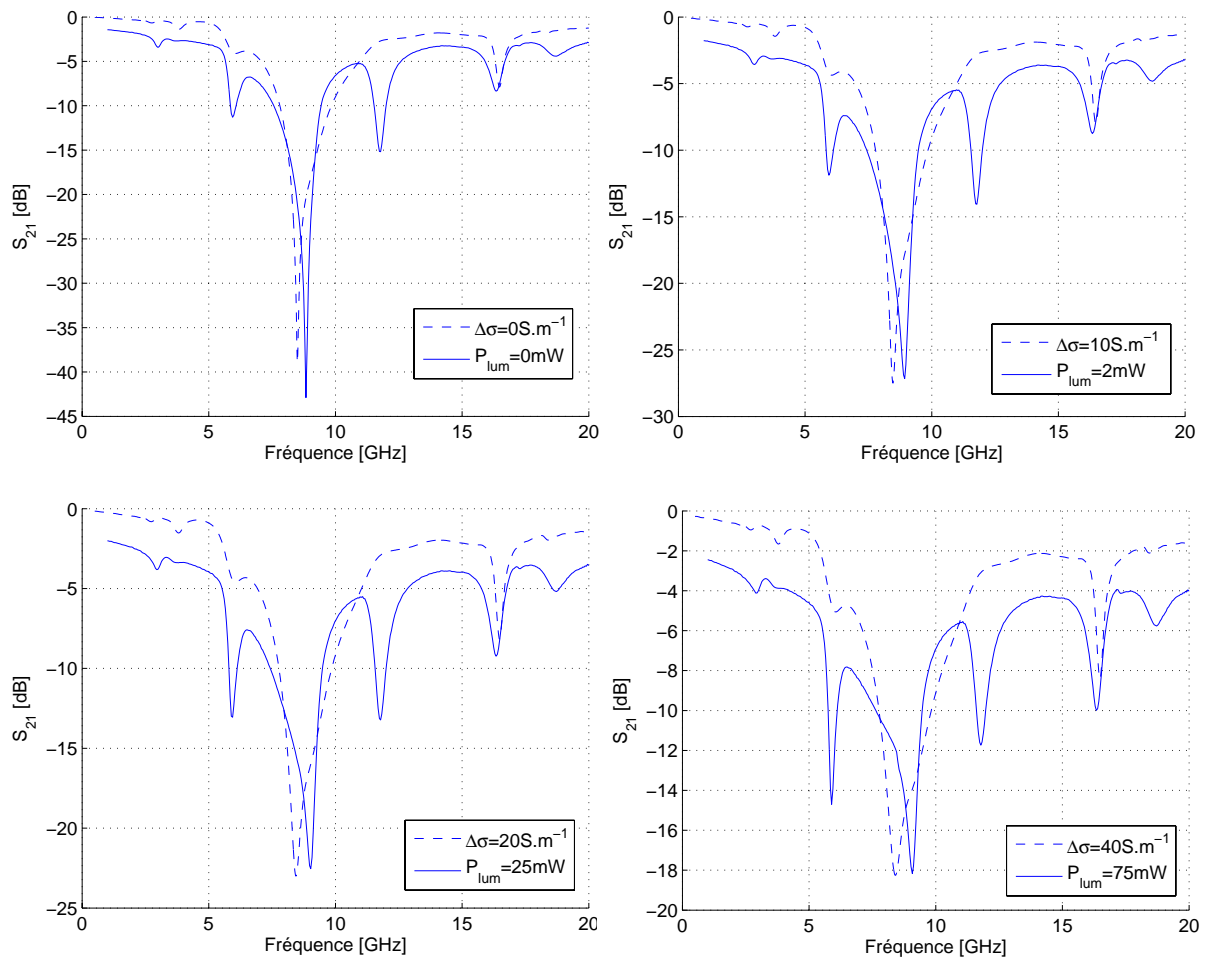


Figure V.11 : Quatre comparaisons entre simulation et mesure dans le cas d'une ligne à stub

Dans le tableau suivant nous résumons les différentes valeurs de puissance optique (en pratique) et de conductivité (pour la simulation) permettant d'obtenir une adéquation entre les résultats de mesure et de simulation. De plus nous ajoutons la valeur de la conductivité maximale que nous déduisons de la valeur de la concentration de porteurs libres au centre du faisceau et de leurs mobilités correspondantes comme nous l'avons fait dans l'équation(V.6). Ce tableau permet de mettre en évidence la difficulté présentée par notre chaîne de simulation et la nécessité de l'étude de ces différences entre les valeurs.

Types de dispositifs	Puissance optique				
	0 mW	2 mW	25 mW	50 mW	75 mW
Ligne à capacité interdigitée	0 S.m ⁻¹	200 S.m ⁻¹	1000 S.m ⁻¹	1500 S.m ⁻¹	
Ligne à pertes	0 S.m ⁻¹			200 S.m ⁻¹	
Ligne à stub	0 S.m ⁻¹	10 S.m ⁻¹	20 S.m ⁻¹		40 S.m ⁻¹
Théorie	0 S.m ⁻¹	618 S.m ⁻¹	3647 S.m ⁻¹	5411 S.m ⁻¹	6776 S.m ⁻¹

Tableau V.1 : Récapitulatif des correspondances de valeurs de conductivité et de puissance optique entre la simulation et la pratique

3 Conclusion et Perspectives

Dans ce chapitre et le précédent (i.e. IV et V), nous avons présenté la plupart des résultats que nous avons obtenus durant cette thèse. Il est évident qu'il reste des éléments à approfondir afin de maîtriser au mieux la modélisation de la charge photo-induite.

Dans l'ordre, nous avons réalisé une étude de sensibilité nous permettant d'obtenir des informations sur l'évolution de la concentration de porteurs dans le semiconducteur sous éclairage et, par voie de conséquence, sur la précision à obtenir sur les différents paramètres entrant en considération dans notre développement semi-analytique. Nous avons ensuite présenté les mesures pratiques nous permettant de réaliser des comparaisons avec nos simulations dont les résultats sont présentés pour trois types de composants hyperfréquences qui sont les lignes à transmission contrôlée, les lignes à stub et les lignes à gap interdigité. Ces comparaisons étant ainsi rendues possibles, nous les avons analysées pour conclure que :

- notre modèle de la charge photo-induite sous CST Microwave Studio fonctionne en partie
- qu'il reste un problème concernant les paramètres de la simulation sous CST et notamment sur les valeurs des pertes par propagation dans la ligne, même hors éclairage, et sur la valeur de la conductivité des sphères représentant l'éclairage
- qu'il est intéressant de pouvoir créer un modèle sous ADS permettant d'obtenir les résultats de simulation de façon beaucoup plus rapide.

Enfin nous avons présenté la perspective du fonctionnement d'un modèle de la charge photo-induite sous ADS, qui reste à déduire de façon analytique de la concentration de porteurs photo-générés mais dont nous avons présenté une formule générale et dont nous avons présenté une première validation du fonctionnement.

Conclusion générale

En conclusion de ce mémoire, nous rappelons que l'objectif de cette thèse était avant tout le transfert de la connaissance de l'IMEP en terme de contrôle optique de composants hyperfréquences en technologie microruban vers une technologie de ligne de transmission coplanaire. Ainsi l'objectif était d'obtenir une modélisation permettant l'analyse et la prévision de l'influence de l'éclairement laser permanent sur la réponse fréquentielle de composants simples en technologie coplanaire.

Nous avons vu dans un premier temps que ces recherches sont en avance sur l'état de l'art actuel du contrôle optique de composants passifs et notamment en terme de modélisation. Néanmoins plusieurs laboratoires exercent de nos jours des activités de recherches croissantes dans le domaine du contrôle optique aussi bien sur les circuits passifs que sur les actifs. Il apparaît que le contrôle optique peut être utilisé pour la réalisation de fonctions non disponibles dans d'autres technologies comme la commutation de puissance ou le contrôle continu sur de larges bandes de fréquences.

Jusqu'au début de ma thèse, les recherches à l'IMEP se sont surtout focalisées sur la modélisation électrique de la charge photo-induite grâce au calcul numérique de la densité de porteurs photo-induits. Ces recherches permettaient notamment d'obtenir de bon accord entre la simulation et la pratique dans le cas de structures microrubans sur substrat silicium résistif mais à des fréquences dépassant rarement la dizaine de gigahertz. Un des objectifs était donc de changer de technologie afin de monter en fréquence tout en conservant le savoir-faire de la technologie microruban.

Le contrôle optique se divise en deux parties distinctes : d'une part l'injection optique et d'autre part l'interaction de l'onde hyperfréquence avec la charge photo-induite créée. Cela pose la difficulté d'une modélisation multiphysique par un seul logiciel. Pour cette modélisation, seul le logiciel COMSOL Multiphysics pourrait être utilisé, cependant étant basé sur la méthode des éléments finis dans le domaine fréquentiel, le temps de simulation est un facteur rédhibitoire. Pour simplifier l'étude, il nous a donc semblé préférable de séparer les problèmes et de traduire l'influence de l'injection optique sur la propagation hyperfréquence par un plasma photo-induit afin de diminuer le temps de calcul et de mieux appréhender la sensibilité de nombreux paramètres. Par ce biais, nous avons donc réalisé une étude microscopique de l'injection optique et une étude macroscopique de la propagation hyperfréquence.

Ainsi nous avons montré dans un premier temps qu'il était possible de calculer semi-analytiquement et pour la première fois en 3-dimensions la concentration de porteurs libres

photo-induits dans le silicium. Dans le cas particulier d'un éclairage permanent présentant une symétrie cylindrique, nous sommes partis de l'équation des courants et de la diffusion de porteurs pour obtenir une équation différentielle ambipolaire du second ordre à coefficients variables décrivant l'évolution de la concentration de porteurs dans tout le volume du substrat semiconducteur. Cette équation est plus connue sous le nom d'équation de diffusion, elle est quasiment identique à l'équation de diffusion de la chaleur dans un matériau, par exemple, et la résolution apportée dans ce mémoire peut être transcrite à toutes les diffusions dont la source est permanente (pas de dépendance dans le temps) présentant une symétrie cylindrique. L'utilisation de la transformée de Hankel, transformée de Fourier généralisée ayant des propriétés intéressantes sur les systèmes possédant un laplacien en coordonnées cylindriques, nous a permis de simplifier la résolution de cette équation différentielle pour obtenir une intégrale simple à résoudre sous Matlab donnant la concentration de porteurs photo-induits en volume. Le principal avantage de cette résolution semi-analytique est son gain de temps, puisque l'on passe de quelques heures pour une résolution numérique par la méthode des éléments finis sous Silvaco à quelques secondes sous Matlab pour obtenir la même précision de résultat. Cependant cette résolution présente d'autres avantages tels que la possibilité d'étudier la sensibilité de la réponse vis-à-vis des différents paramètres de simulation. Cette étude de sensibilité a été présentée dans le chapitre IV et permet de conclure sur l'importance, en terme de concentration de porteurs photo-induits, de l'influence de paramètres tels que le waist du faisceau d'éclairage ou de la vitesse de recombinaison en surface. En revanche, cette résolution présente quelques limitations par rapport à une simulation numérique sous Silvaco. En effet nous considérons être en forte injection dans tout le volume, ce qui nous permet de fixer le coefficient de diffusion D_a , la durée de vie des porteurs τ_a et la mobilité μ_a , alors qu'il est évident que vers la zone intrinsèque du silicium nous sommes en faible injection. De plus, l'interface métal-semiconducteur n'est pas prise en compte et le coefficient de réflexion à la surface du substrat est considéré constant alors qu'il dépend directement de la permittivité effective ε et par voie de conséquence de la concentration de porteurs Δn . Néanmoins, malgré toutes ces approximations, la forme de la répartition de porteurs photo-induits dans le volume du semiconducteur reste correcte et la précision est suffisante pour une discrétisation sous forme de sphère dans un logiciel de simulation électromagnétique.

Par la suite, nous avons donc modélisé la concentration de porteurs ainsi obtenus sous la forme de demi-sphères pouvant être décrites dans CST-Microwave Studio, logiciel commercial de simulation électromagnétique dans le domaine temporel. Cela permet d'obtenir l'évolution de la réponse fréquentielle du composant contrôlé optiquement en fonction de la puissance d'éclairage et ainsi de prédire le fonctionnement de dispositifs plus complexes. M.El Khaldi [Elk05], qui poursuivait des recherches sur l'utilisation du contrôle optique en même temps que moi, a notamment pu utiliser ce modèle pour développer un déphaseur large bande. Nous avons cependant montré que malgré le fait que ces simulations électromagnétiques donnent de bons résultats, il serait intéressant d'utiliser les résultats de

simulation optique afin de modéliser la charge photo-induite sous un logiciel de simulation électrique afin de gagner à nouveau sur le temps de simulation et ainsi d'obtenir une chaîne de simulation complète du contrôle optique de composants passifs en quelques minutes.

Dans les chapitres IV et V de ce mémoire, nous avons présenté la plupart des résultats de simulation et de pratique que nous avons obtenus durant ces trois ans. Ainsi nous avons présenté l'étude de sensibilité mais aussi les résultats de mesure qui ont pu être comparés aux résultats de simulation électromagnétique. Ce que nous retiendrons de ce dernier chapitre est que nous obtenons une bonne adéquation entre la mesure et la simulation pour différents composants simples, mais qu'il reste de nombreux points à améliorer dans l'avenir. Parmi ces points, le plus sensible est celui de l'adéquation entre la puissance optique injectée en pratique et le paramètre mathématique de puissance optique devant être utilisé lors de la simulation pour obtenir les mêmes résultats. En effet, nous avons observé de grandes disparités, non encore expliquées, entre ces deux valeurs, souvent dans un rapport 20 l'une par rapport à l'autre. Plusieurs pistes ont été explorées mais le temps nous a manqué pour mener à bien l'analyse de cette difficulté.

Enfin pour l'amélioration de la simulation complète du contrôle optique, nous avons proposé une alternative utilisant le logiciel ADS à la place de CST pour l'étude de la partie électromagnétique du problème mais ce point reste à développer. Cependant, nous avons bon espoir dans son fonctionnement puisque nous avons démontré son efficacité sur un premier dispositif et obtenu de bons résultats.

A la lumière de toutes ces conclusions, nous pouvons dire que l'objectif scientifique premier de cette thèse a été atteint puisque nous avons obtenu en technologie coplanaire, une chaîne de simulation complète du contrôle optique de composants passifs hyperfréquences. Nous avons ajouté un gain de temps de simulation non négligeable et de grandes possibilités d'études futures. Tous nos résultats pourront, dans l'avenir, servir de base au développement plus précis d'un modèle de charge photo-induite. Notamment, l'utilisation de la concentration tridimensionnelle de porteurs libres photo-générés dans le semiconducteur dans une résolution électromagnétique utilisant la méthode TLM, développée à l'IMEP, pourrait être envisagé mais nous retomberions sans doute dans un problème de temps de calcul. Pour finir, il serait intéressant par la suite d'imaginer des structures plus complexes utilisant le contrôle optique permettant de s'affranchir des pertes induites par le plasma photo-induit. En effet, nous avons montré que le principe de base utilisé dans le premier interrupteur contrôlé optiquement est de rétablir la ligne en surface pour laisser passer l'onde hyperfréquence. Nous pourrions utiliser ce principe pour rétablir un plan de masse, plutôt que le ruban signal, évitant ainsi les pertes engendrées par la propagation de l'onde hyperfréquence dans le plasma en insérant sous ce plan de masse une couche mince de SiO_2 qui bloquerait les porteurs libres (utilisation d'une plaquette de SOI placé à l'envers).

Bibliographie

- [Aho01] P. Ahouassa
Comportement microondes de charges photo-induites dans le silicium : Analyse et applications
Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, septembre 2001
- [Agi01a] Agilent Technologies
‘Specifying Calibration Standards for the Agilent 8510 Network Analyser’
Product Note 8510-5B, September 2001
- [Agi01b] Agilent Technologies
‘De-embedding and Embedding S-parameter network Using a VNA’
Application Note 1364-1, March 2001
- [And87] I. Andersson and S.T. Eng
‘*Analysis of high-speed laser-controlled microstrip directional coupler*’
Solid-State Electronics, vol. 30, no. 1, pp.133-137, 1987
- [And89a] I. Andersson and S.T. Eng
‘*Phase and amplitude characteristics of InP:Fe modified interdigitated gap photoconductive microwave switches*’
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 37, no. 4, pp. 729-733, April 1989
- [And89b] I. Andersson
‘*High-speed microwave switching using laser-controlled microstrip directional coupler*’
Electronics Letters, vol. 25, no. 5, March 1989
- [And03] M. Anderson, L.E. Sinks, R.T. Hayes, Y. Zhao and M.R. Wasielewski
‘*Bio-inspired optically controlled ultrafast molecular AND gate*’
[Angewandte Chemie International Ed.](#), vol. 42, no. 27, pp. 3139-3143, July 2003
- [Arj91] G. Arjavalingham, Y. Pastol, J.M. Halbout, W.M. Robertson
‘*Optoelectronically-pulsed antennas: characterisation and applications*’
IEEE Antennas and Propagation Magazine, pp. 7-11, February 1991

- [Arn02] J.D. Arnould
Contribution à la modélisation par la méthode des éléments finis de composants hyperfréquences contrôlés optiquement
 Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, octobre 2002
- [Asl04] C. Aslangul
Méthodes mathématiques pour physiciens
http://www.edu.upmc.fr/physique/aslangul_04001/index.html
 Cours en ligne de l'Université Pierre et Marie Curie, Edition 2004
- [Aus75] D.H. Auston
'Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon'
 Applied Physics Letters, vol. 26, no. 3, pp.101-103, February 1975
- [Aus80] D.H. Auston, P. Lavallard, N. Sol and D. Kaplan
'An amorphous silicon photodetector for picosecond pulses'
 Applied Physics Letters, vol. 36, no. 1, pp. 66-68, January 1980
- [Bha83] P.K. Bharadwaj, R.F. Code, H.M. Vandriel and E. Walentynowicz
'High voltage optoelectronic switching in diamond'
 Applied Physics Letters, vol. 43, no. 2, pp. 207-209, July 1983
- [Bha03] A. Bhadauria, Nasimuddin, A.K. Verma, E.K. Sharma and B.R. Singh
'Optically controlled microstrip load and stub on silicon substrate'
 Microwave and Optical Technology Letters, vol. 39, no.7, pp. 271-276,
 November 2003
- [Bha04] A. Bhadauria, E.K. Sharma and A.K. Verma
'Pulse propagation in optically controlled microstrip MIS slow-wave structures'
 Proceeding of SPIE, vol. 5357, pp. 143-152, 2004
- [Bha05] A. Bhadauria
'Optical control of passive microwave devices on semiconductor substrate'
 Master Thesis, University of Delhi, India, January 2005
- [Boy98] B. Boyer
Comportement en microondes de la charge capacitive photo-induite sur un substrat silicium
 Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, juillet 1998

- [Brü82] V. Brückner and F. Kerstan
'Ultrafast optoelectronic switching in CdS'
 Electronics Letters, vol. 18, no. 20, pp. 885-887, September 1982
- [But88] D. Butler et al.
'A CW 20GHz opto-electronic source with phased-array applications'
 Microwave and Optical Technology Letters, vol. 1, pp. 119-123, 1988
- [Cal69] F.P. Califano
'Frequency modulation of three-terminal Gunn devices by optical means'
 IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 16, no.17, January 1969
- [Car01] G. Carchon, K. Vaesen, S. Brebels, W. De Raedt, E. Beyne and B. Nauwelaers
'Multilayer thin-film MCM-D for the integration of high-performance RF and microwave circuits'
 IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies, vol. 24, pp. 510-519, 2001
- [Cas76] R. Castagné, S. Laval and R. Laval
'Picoseconds-wavelength optoelectronic gate'
 Electronics Letters, vol. 12, no. 17, pp. 438-439, August 1976
- [Cha06a] P. Chakrabarti, M. Puri, A. Singhal and A. Mishra
'Optically controlled characteristics of TEGFET'
 Physica Status Solidi, vol. 122, issue 1, pp 405-412, February 2006
- [Cha06b] P. Chakrabarti, B.K. Mishra, Y. Pratap Reddy and S. Prakash
'Optically controlled characteristics of an InGaAs MISFET'
 Physica Status Solidi, vol. 147, issue 1, pp 277-291, February 2006
- [Che87] P. Cheung, D.P. Neikirk and T. Itoh
'Measurements of an optically controlled coplanar waveguide phase-shifter'
 12th International conference on Infrared and Millimeter waves, pp. 91-92, 1987
- [Che89] P. Cheung, D.P. Neikirk and T. Itoh
'Schottky-biased, optically controlled coplanar waveguide phase-shifter'
 Electronics Letters, vol. 25, no. 19, pp. 1301-1302, September 1989

- [Che90] P. Cheung, D.P. Neikirk and T. Itoh
'Optically controlled coplanar waveguide phase-shifter'
 IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 38, no. 5,
 pp. 586-595, May 1990
- [Cho95] S. Chouteau, J. Boussey-Saïd, B. Cabon and A. Iliadis
'Optoelectronic micro switch on SOI based structures'
 IEEE International SOI Conference Proceedings, Tucson (USA), pp. 114-115,
 October 1995
- [Cho97] S. Chouteau
*Intégration de la commande optique d'un commutateur microonde en technologie
 coplanaire sur silicium*
 Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, juillet 1997
- [Cst04] CST Microwave Studio™
'User's Manual'
 Computer Simulation Technology, 2004
- [Col59] S. Colombo
Les transformations de Mellin et de Hankel
 Publications du CNRS, 1959
- [Coo85] D.E. Cooper
'Picosecond optoelectronic measurement of microstrip dispersion'
 Applied Physics Letters, vol. 47, no. 1, pp. 33-35, July 1985
- [Dar87] A.S. Daryoush, M. Belaga, P.R. Herczfeld and A. Rosen
'Optically controlled microwave oscillator'
 Simposio Brasileiro de Microondas e Optoelectronica/IEEE, Rio de Janeiro
 (Brésil), pp.977-982, 1987
- [DeF81] A.P. DeFonzo
'Picosecond photoconductivity in germanium films'
 Applied Physics Letters, vol. 39, no. 6, pp. 480-482, September 1981
- [Des83] A.A. De Salles
'Optical control of GaAs MESFET's'
 IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 31, no. 10,
 pp. 812-820, October 1983

- [Doa87] F.E. Doany, D. Grischkowsky and C.C. Chi
Carrier Lifetime Dependence on Ion Implantation in Silicon
 Picosecond Electronics and Optoelectronics II - Ed. Springer Verlag, 1987
- [Elk03] M. El Khaldi, F. Podevin and A. Vilcot
'Optically controlled phase-shifter based on gaps on microstrip line'
 International Topical Meeting on Microwave Photonics, Budapest (Hungary),
 pp. 263-266, September 2003
- [Elk05] M. El Khaldi
Déphaseurs hyperfréquences contrôlés optiquement: application aux antennes à balayage de phase
 Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, novembre 2005
- [Fer99] J.A. Ferrari
'Fast Hankel transform on nth order'
 Journals of the Optical Society of America A, vol. 16, no. 10, pp. 2581-2582,
 October 1999
- [Fre96] P. Freeman, X. Zhang, I. Vurgaftman, J. Singh and P. Bhattacharya
'Optical control of 14GHz MMIC oscillator based on InAlAs/InGaAs HBT's with monolithically integrated optical waveguides'
 IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 43, no. 3, pp. 373-378, March 1996
- [Gar04] R. Gary, J.-D. Arnould, A. Vilcot, M. Bouthinon
Etude de l'influence de la vitesse de recombinaison en surface sur le contrôle optique de composants passifs hyperfréquences
 Journées de Caractérisations Microondes et Matériaux, La Rochelle,
 31 mars- 2 avril 2004.
- [Gar06] R. Gary, J.-D. Arnould, A. Vilcot
'Semi-Analytical Modeling and Analysis in 3-Dimensions of the Optical Carriers Injection and Diffusion in a Semiconductor Substrate'
 IEEE Journal of lightwave technology, vol. 24, no. 5, pp. 2163-2170, May 2006.
- [Gev90] S.S. Gevornian
'Optics control microwaves: the next step'
 Proceedings of 20th European Microwave conference, Budapest (Hungary), vol. 2,
 pp. 1603-1608, 1990

- [Gut04] J.C. Gutiérrez-Vega and M. Guizar-Siscairos
'Computation of quasi-discrete Hankel transforms of integer order for propagating optical wave fields'
 Journals of the Optical Society of America A, Vol. 21, No. 1, pp. 53-58, January 2004
- [Hai96] J. Haidar
Commande optoélectronique d'atténuateurs, de résonateurs et de filtres microondes réalisés sur substrat silicium
 Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, juillet 1996
- [Hil95] U. Hilleringman and K. Goser
'Optoelectronic system integration on silicon: waveguides, photodetectors and VLSI CMOS circuits on one chip'
 IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 42, no. 5, pp. 841-845, May 1995
- [Isl91] M.S. Islam, A .J. Tsao, V.K. Reddy and D.P. Neikirk
'GaAs on quartz coplanar waveguides phase shifter'
 IEEE Microwave and Guided Wave Letters, vol. 1, no. 11, pp. 328-330, November 1991
- [Joh75] A.M. Johnson and D.H. Auston
'Microwave switching by picosecond photoconductivity'
 IEEE Journals of Quantum Electronics, vol. 11, no. 6, pp 283-287, June 1975
- [Kar93] K. Karakuquk, Q.W Li, P.N.Freeman, J.R.East, G.I. Haddad and P.K. Bhattacharya
'A direct optically injection-locked 2.6GHz HBT oscillator'
 Microwave and Optical Technology Letters, vol. 6, no. 10, pp. 609-611, August 1993
- [Ket86] M.B. Ketchen et al.
'Generation of subpicosecond electrical pulses on coplanar transmission lines'
 Applied Physics Letters, vol. 48, no. 12, pp. 751-753, March 1986
- [Kie78] R.A. Kiehl
'Behavior and dynamics of optically controller TRAPATT oscillators'
 IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 25, no. 6, pp. 703-710, June 1978

- [Lee77] C.H. Lee
'Picosecond optoelectronic switching in GaAs'
Applied Physics Letters, vol. 30, no.2, pp. 84-86, January 1977
- [Lee78] C.H. Lee, P.S. Mak and A.P. DeFonzo
'Millimeter-wave switching by optically generated plasma in silicon'
Electronics Letters, vol. 14, no. 23, pp. 733-734, November 1978
- [Lee80] C.H. Lee, P.S. Mak and A.P. DeFonzo
'Optical control of millimeter-wave propagation in dielectric waveguides'
IEEE Journals of quantum Electronics, vol. 16, no. 3, pp. 2098-2112, March 1980
- [Leo79] F.J. Leonberger and P.F. Moulton
'High-speed InP optoelectronic switch'
Applied Physics Letters, vol. 35, no. 9, pp. 712-714, November 1979
- [Li82] M.G. Li, W.L. Cao, V.K. Mathur and C.H. Lee
'Wide bandwidth, high-repetition-rate optoelectronic modulation of millimetre waves in GaAs waveguide'
Electronics Letters, vol. 18, no. 11, pp. 454-456, May 1982
- [Li04] H.P. Li and K.T. Chan
'An improved optically controlled phase shifter on Si wafer'
Microwave and Optical Technology Letters, vol. 44, no.6, pp.540-541, March 2005
- [Mak80] P.S. Mak, V.K. Mathur and C.H. Lee
'Picosecond optoelectronic switching in CdS_{0.5}Se_{0.5}'
Optical communication, vol. 32, pp. 485-488, 1980
- [Mar81] W. Margulis and W. Sibbett
'Picosecond GaP switches'
Optical communication, vol. 37, pp. 224-228, 1981
- [Mar84] H.P. Maruska, M.C. Hicks, T.D. Moustakas and R. Friedman
'Optically controlled amorphous silicon photosensitive device'
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 31, no. 9, pp. 1343-1345, September 1984

- [Mat86] M. Matsumoto, M. Msutsumi and N. Kumagai
'Bragg reflection characteristics of millimetre waves in a periodically plasma-induced semiconductor waveguide'
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 34, no. 4, pp. 406-411, April 1986
- [Mat01] H. Mathieu
Physique des semiconducteurs et des composants électroniques
Masson, 2001
- [Mat04] Matlab™
'Matlab User's Manual'
The MathWorks, 2004
- [Mot91] T. Motet, J. Nees, S. Williamson and G. Mourou
'1.4ps rise-time high-voltage photoconductive switching'
Applied Physics Letters, vol. 59, no. 12, pp. 1455-1457, September 1991
- [Nag06] A.S. Nagra
http://my.ece.ucsb.edu/yorklab/Projects/Other/Optical_control/Optical_control.pdf
- [Pao88] A. Paoella and P.R. Herczfeld
'Optical gain control of a GaAs MMIC distributed amplifier'
Microwave and Optical Technology Letters, vol. 1, no. 1, pp. 13-16, March 1998
- [Pau88] N.G. Paulter
'High-speed optoelectronic pulse generation and sampling system'
IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, vol. 37, no. 3, pp 449-453, September 1988
- [Pie96] R. Piessens
'The transform and application Handbook'
Boca Raton, FL/CRC, 1996
- [Pla84] W. Platte, R. Glöckler and H. Brand
'GaAs-loaded metal waveguide components for high-speed low-vswr optoelectronic millimetre-wave switching'
Electronics Letters, vol. 20, no. 14, pp. 608-610, May 1984

- [Pla89a] W. Platte and B. Sauerer
'Optically CW-induced losses in semiconductor coplanar waveguides'
 IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 37, no. 1,
 pp.139-149, January 1989
- [Pla89b] W. Platte
'Optical control of microwaves by LED-induced DBR structures in silicon coplanar waveguides'
 Electronics Letters, vol. 25, no. 3, pp. 177-179, February 1989
- [Pla90] W. Platte
'Periodic-structure photoexcitation of a silicon coplanar waveguides for selective optoelectronic microwave control'
 IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 38, no. 5,
 pp.638-646, May 1990
- [Pla92] W. Platte
'Effect of surface recombination on microwave performance of laser-induced DBR gratings in silicon coplanar waveguides'
 IEE Proceedings-J, vol. 139, no. 6, pp. 399-401, December 1992
- [Pla95] W. Platte
'Optimum carrier lifetime of semiconductor substrate in optoelectronic microwave grating structure'
 IEE Proceedings-J, vol. 142, no. 4, pp. 197-201, August 1995
- [Poe05] G. Poesen, G. Koes, J. Stiens, G. Carchon, W. De Raedt, R. Vounckx
'Opto-controlled RF attenuator on HR-silicon'
 9th and 10th NEFERTITI workshops, Brussels (Belgium), 17-19 January 2005
- [Sad93] S.E. Saddow, B.J. Thedrez and C.H. Lee
'An optoelectronic attenuator for the control of microwave circuits'
 IEEE Microwave and Guided Wave Letters, vol. 3, no. 10,
 pp. 361-362, October 1993
- [Sal91] B.E.A. Saleh and M.C. Teich
 Fundamentals of photonics
 Wiley series in Pure and Applied Optics, 1991

- [Say90] H.A. Sayadian, S. Feng, J. Goldhar and C.H. Lee
'Generation and shaping of megawatt high voltage pulses by optoelectronic technique'
 IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 38, no. 5,
 pp. 622-628, May 1990
- [See78] A.J. Seeds and J.R. Forest
'Initial observations of optical injection locking of an X-Band IMPATT oscillator'
 Electronics Letters, vol. 14, no. 25, pp. 829-830, December 1978
- [Sha00] E.K. Sharma, A. Bhadauria and A.K. Verma
'Optically controlled microstrip slow wave structures: a circuit model'
 Asian-Pacific Microwave Conference, Sydney (Australia), December 2000
- [Shi89] H. Shimasaki and M. Tsutsumi
'Light-controlled microstrip line coupler'
 International Journal of Infrared and Millimeter Waves, vol. 10, no. 9,
 pp. 1131-1138, 1989
- [Sil02] Silvaco™
'Atlas User's Manual'
 Device Simulation Software, 2002
- [Sim86] R.N. Simons
'Analysis of optically controlled microwave/millimeter-wave device structures'
 IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 34, no. 12,
 pp. 1349-1355, December 1986
- [Sim87] R.N. Simons
'Microwave performance of an optically controlled AlGaAs/GaAs high electron mobility transistor and GaAs MESFET'
 IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 35, no. 12,
 pp. 1444-1455, December 1987
- [Sin86] J.F. Singleton, A.J. Seeds and S.P. Brunt
'Optical control of W-Band IMPATT oscillators'
 IEE Proceedings-J, vol. 133, no. 6, December 1986

- [Smi81] P.R. Smith, D.H. Auston, A.M. Johnson and W.M. Augustyniak
'Picosecond photoconductivity in radiation-damaged silicon-on-sapphire films'
 Applied Physics Letters, vol. 38, no. 1, pp. 47-50, January 1981
- [Sun81] H.J. Sun, R.J. Gutmann and J.M. Borrego
'Photoeffects in common-source and common-drain microwave GaAs MESFET oscillators'
 Solid-State Electronics, vol. 24, no. 10, pp. 935-940, 1981
- [Sze85] S.M. Sze
'Physics of semiconductor devices'
 John Wiley and Sons, second edition, 1985
- [Uhd87] K. Uhde
'Optoelectronic millimetre-wave switching using a finline-on-silicon substrate'
 Electronics Letters, vol. 23, no. 21, pp. 1155-1156, October 1987
- [Uhd90] K. Uhde and R. Eimertenbrink
'Design and applications of optically controllable finline structures'
 IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 38, no. 5,
 pp. 679-683, May 1990
- [Vai00] H. Väinölä
'Study of carrier lifetime in thin silicon layers by photoconductive decay'
 Master Thesis, Helsinki University of Technology, September 2000
- [Ver99] A.K. Verma and E.K. Sharma
'Analysis of optically controlled microstrip slow wave structures'
 Proceeding IEEE 3666, pp. 232-236, 1999
- [Vya77] H.P. Vyas, R.J. Gutmann and J.M. Borrego
'Leakage current enhancement in IMPATT oscillators by photoexcitation'
 Electronics Letters, vol. 13, no. 7, pp. 189-190, March 1977
- [Wei77] T. Weiland
'A discretisation method for the solution of Maxwell's equations for six-component fields'
 Electronics and Communication, vol. 31, pp.116-120, 1977

- [Yu90] Z. Yu and W. Lin
'A new way to optically control a millimetre-wave oscillator'
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 38, no. 9,
pp.1360-1361, September 1990
- [Yu98] L. Yu, M. Huang, M. Chen, W. Chen, W. Huang and Z. Zhu
'Quasi-discrete Hankel transforms'
Optical letter, Vol. 23, No. 6, pp. 409-411, 1998

Publication de l'auteur sur le sujet

Articles de revue internationale avec comité de lecture :

[Gar06] R. Gary, J.-D. Arnould, A. Vilcot
'Semi-Analytical Modeling and Analysis in 3-Dimensions of the Optical Carriers Injection and Diffusion in a Semiconductor Substrate'
IEEE Journal of lightwave technology, vol. 24, no. 5, pp. 2163-2170, May 2006

R. Gary, J.-D. Arnould, A. Vilcot
'Semi-Analytical Computation and 3D Modelling of the Microwave Photo-induced Load in CPW Technology'
Microwave and Optical Technology Letters, vol. 48, no. 9, pp. 1718-1721, September 2006

J.-D. Arnould, R. Gary, A. Vilcot
'3D Photo-Induced Load Modeling for Optically Controlled Microwave Microstrip Line'
Microwave and Optical Technology Letters, vol. 40, n°5, pp. 356-359, Mars 2004

Articles de revue nationale sans comité de lecture :

R. Gary, M. El Khaldi, J.D. Arnould, F. Podevin and A. Vilcot
Contrôle optique pour fonctionnalités microondes
EDP Sciences, Journal sur l'enseignement des sciences et technologies de l'information et des systèmes, vol. 4 hors série, revue en ligne
<http://www.edpsciences.org/10.1051/j3ea:2006009>

Articles de conférences internationales avec comité de lecture :

R. Gary, J.-D. Arnould, A. Vilcot
'Towards an Electromagnetic Model of the Photo-induced Load in Optically Controlled Microstrip Line'
Mediterranean Microwave Symposium, Marseille (France), 1-3 June 2004.

- R. Gary, A. Perron, J.-D. Arnould, G. Pananakakis
Modélisation analytique tridimensionnelle de l'injection optique de porteurs dans un substrat semiconducteur
 Journées Franco-Marocaines des Microondes et leurs Applications (JFMMA'04), Rabat (Maroc), 23-25 Mars 2005
- R. Gary, A. Perron, J.-D. Arnould, G. Pananakakis, B. Cabon
'3-Dimensions Analytical Modelling of the Optical Carriers Injection In a Semiconductor Substrate'
 Microwave, Antenna, Propagation and EMC Technologies for wireless Communications Conference, Beijing (China), 8-12 August 2005.
- R. Gary, J.-D. Arnould, A. Vilcot
'Towards a 3D Modelling of the Microwave Photo-Induced Load in CPW Technology'
 Photonics North Symposium, Toronto (Canada), 12-14 September 2005.
- R. Gary, A. Perron, J.-D. Arnould, G. Pananakakis, A. Vilcot
'Fast Modelling of the 3D-Optical Carriers Injection and Permittivity in semiconductor substrat'
 International Topical Meeting on Microwave Photonics conference, Séoul (Korea), October 2005.

Articles de conférences nationales :

- [Gar04] R. Gary, J.-D. Arnould, A. Vilcot, M. Bouthinon
Etude de l'influence de la vitesse de recombinaison en surface sur le contrôle optique de composants passifs hyperfréquences
 Journées de Caractérisations Microondes et Matériaux, La Rochelle, 31 mars- 2 avril 2004.
- R. Gary, A. Perron, J.-D. Arnould, G. Pananakakis
Analyse tridimensionnelle de l'injection optique pour les dispositifs opto-microondes
 Journées Nationales Microondes, Nantes, 11-13 mai 2005